



Міністерство освіти і науки України
Сумський державний університет
Шосткинський інститут

Р. В. Закусило

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ТЕПЛОТЕХНІКИ

Конспект лекцій

Суми
Сумський державний університет
2019

Міністерство освіти і науки України
Сумський державний університет
Шосткинський інститут

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ТЕПЛОТЕХНІКИ

Конспект лекцій
для студентів спеціальності
161 «Хімічні технології та інженерія»
денної та заочної форм навчання

Затверджено
на засіданні кафедри
хімічної технології
високомолекулярних сполук
як конспект лекцій
із дисципліни
«Теоретичні основи теплотехніки».
Протокол № 9 від 19.02.2018.



Суми
Сумський державний університет
2019

Теоретичні основи теплотехніки : конспект лекцій / укладач Р. В. Закусило. – Суми : Сумський державний університет, 2019. – 145 с.

Кафедра хімічної технології високомолекулярних сполук
ШІ СумДУ

ЗМІСТ

	С.
Розділ 1 Технічна термодинаміка	6
Тема 1. Вступ. Основні поняття та визначення	6
1.1. Вступ.....	6
1.2 Термодинамічна система	6
1.3 Рівняння стану й термодинамічний процес.....	9
Тема 2 Перший закон термодинаміки	10
2.1 Теплота й робота.....	10
2.2 Внутрішня енергія.....	11
2.3 Перший закон термодинаміки.....	12
2.4 Теплоємність газу.....	13
2.5 Універсальне рівняння стану ідеального газу.....	14
2.6 Суміш ідеальних газів.....	16
Тема 3 Другий закон термодинаміки	18
3.1 Основні положення другого закону термодинаміки.....	18
3.2 Ентропія.....	19
3.3 Цикл і теореми Карно.....	20
Тема 4 Термодинамічні процеси	22
4.1 Метод дослідження т/д процесів.....	22
4.2 Ізопроеци ідеального газу.....	23
Тема 5 Термодинаміка потоку	27
5.1 Перший закон термодинаміки для потоку.....	27
5.2 Критичний тиск і швидкість. Сопло Лавалю.....	29
5.3 Дроселювання.....	32
Тема 6 Реальні гази. Водяна пара. Вологе повітря	34
6.1 Властивості реальних газів.....	34
6.2 Рівняння стану реального газу.....	35
6.3 Поняття про водяну пару.....	38
6.4 Властивості вологого повітря.....	40
Тема 7 Термодинамічні цикли	42
7.1 Цикли паротурбінних установок (ПТУ).....	42
7.2 Цикли двигунів внутрішнього згорання (ДВЗ).....	45
7.3 Цикли газотурбінних установок (ГТУ).....	49

Розділ 2 Основи теорії теплообміну	52
Тема 8 Основні поняття та визначення	52
Тема 9 Теплопровідність	53
9.1 Температурне поле. Рівняння теплопровідності.....	53
9.2 Стаціонарна теплопровідність через плоску стінку.....	56
9.3 Стаціонарна теплопровідність через циліндричну стінку.....	58
9.4 Стаціонарна теплопровідність через кульову стінку.....	61
Тема 10 Конвективний теплообмін	62
10.1 Фактори, що впливають на конвективний теплообмін..	62
10.2 Закон Ньютона – Ріхмана.....	63
10.3 Короткі відомості з теорії подібності.....	65
10.4 Критеріальні рівняння конвективного теплообміну...	66
10.5 Розрахункові формули конвективного теплообміну...	67
Тема 11 Теплове випромінювання	69
11.1 Загальні відомості про теплове випромінювання.....	69
11.2 Основні закони теплового випромінювання.....	72
Тема 12 Теплопередавання	79
12.1 Теплопередавання через плоску стінку.....	79
12.2 Теплопередавання через циліндричну стінку.....	81
12.3 Типи теплообмінних апаратів.....	83
12.4 Розрахування теплообмінних апаратів.....	84
Розділ 3 Теплоенергетичні установки	89
Тема 13 Енергетичне паливо	89
13.1 Склад палива.....	89
13.2 Властивості палива.....	93
13.3 Моторні палива для поршневих ДВЗ.....	95
Тема 14 Котельні установки	96
14.1 Котельний агрегат і його елементи.....	96
14.2 Допоміжне обладнання котельної установки.....	101
14.3 Тепловий баланс котельного агрегата.....	106
Тема 15 Топкові пристрої	108
15.1 Загальні характеристики.....	108
15.2 Спалювання палива.....	113

15.3 Теплотехнічні показники роботи топок.....	115
Тема 16 Горіння палива.....	116
16.1 Фізичний процес горіння палива.....	116
16.2 Визначення теоретичної й дійсної витрат повітря на горіння палива.....	119
16.3 Кількість продуктів згорання палива.....	121
Тема 17 Компресорні установки.....	124
17.1 Об'ємний компресор.....	124
17.2 Лопатковий компресор.....	132
Тема 18 Питання екології під час використання теплоти.....	135
18.1 Токсичні гази продуктів згорання.....	135
18.2 Вплив токсичних газів.....	139
18.3 Наслідки парникового ефекту.....	141
Список літератури.....	143

РОЗДІЛ 1

ТЕХНІЧНА ТЕРМОДИНАМІКА

Тема 1 Вступ. Основні поняття та визначення

1.1 Вступ

Теплотехніка – наука про методи одержання, перетворення, передавання й використання теплоти, а також принципи дії та конструктивні особливості теплових машин, апаратів і пристроїв. Теплоту використовують в усіх сферах діяльності людини. Для встановлення найбільш раціональних способів її використання, аналізування економічності робочих процесів теплових установок і створення нових найбільш досконалих типів теплових агрегатів необхідне розроблення теоретичних основ теплотехніки. Розрізняють два принципово різних напрямки використання теплоти – *енергетичний* і *технологічний*. За енергетичного використання теплота перетворюється на механічну роботу, за допомогою якої в генераторах створюється електрична енергія, зручна для передавання на відстань. Теплоту водночас одержують спалюванням палива в котельних установках або безпосередньо у двигунах внутрішнього згоряння. За технологічного теплоту використовують для спрямованого змінювання властивостей різних тіл: механічних, фізичних, хімічних, структури (розплавлення, затвердіння).

У теоретичних розділах «Технічна термодинаміка» та «Основи теорії теплообміну» досліджені закони перетворення, властивості теплової енергії й процеси поширення теплоти.

Цей курс – загальнотехнічна дисципліна для підготовки фахівців технічної спеціальності.

1.2 Термодинамічна система

Технічна термодинаміка (т/д) розглядає закономірності перетворення теплоти в роботу. Вона вивчає взаємозв'язок між тепловими, механічними й хімічними процесами, що

відбуваються в теплових і холодильних машинах; процеси в газах та парах, а також властивості цих тіл за різних фізичних умов.

Термодинаміка базується на двох основних законах (початках) термодинаміки.

Перший закон термодинаміки – закон перетворення і збереження енергії;

Другий закон термодинаміки установлює умови протікання та спрямованість макроскопічних процесів у системах із великою кількістю частинок.

Технічна т/д, застосовуючи основні закони до процесів перетворення теплоти в механічну роботу й назад, дає можливість розробляти теорії теплових двигунів, досліджувати процеси, що протікають у них, і т. д.

Об'єкт дослідження – *термодинамічна система*, якою можуть бути група тіл, тіло або частина тіла. Те, що знаходиться поза системою, називають довкіллям. Т/д система – це сукупність макроскопічних тіл, що обмінюються енергією між собою та довкіллям. Наприклад, т/д система – газ у циліндрі з поршнем, а довкілля – циліндр, поршень, повітря, стіни приміщення.

Ізольована система – т/д система, що взаємодіє з довкіллям.

Адіабатна (теплоізолювана) система – система з адіабатною оболонкою, що внеможливіє обмін теплотою (теплообмін) із довкіллям.

Однорідна система – система, що має в усіх своїх частинах однаковий склад і фізичні властивості.

Гомогенна система – однорідна система за складом і фізичною будовою, всередині якої немає поверхонь розділення (льоду, води, газів).

Гетерогенна система – система з декількох гомогенних частин (фаз) із різними фізичними властивостями, відокремлених одна від одної видимими поверхнями розділення (льоду й води, води та пари).

У теплових машинах (двигунах) механічна робота здійснюється за допомогою робочих тіл: газу, пари.

$$v = \frac{V}{m} \left(\frac{M^3}{\text{кг}} \right). \quad (1.1)$$

Щільність речовини – величина, що визначають відношенням маси до об'єму речовини:

$$p = \frac{m}{V} \left(\frac{M^3}{\text{кг}} \right); \quad (1.2)$$

$$v = \frac{1}{p}; \quad \rho = \frac{1}{v}; \quad v \cdot p = 1. \quad (1.3)$$

Тиск – згідно з молекулярно-кінетичною теорією середній результат ударяння молекул газу під час безперервного хаотичного руху об стінку посудини, в якій знаходиться газ.

$$P = \frac{F}{S}; \quad [\text{Па}] = \left(\frac{H}{M^2} \right). \quad (1.4)$$

Позасистемні одиниці тиску:

- 1) $1 \frac{\text{кгс}}{M^2} = 9,81 \text{ Па} = 1 \text{ мм вод. ст.};$
- 2) $1 \text{ ат. (техн. атмосфера)} = 1 \frac{\text{кгс}}{\text{см}^2} = 98,1 \text{ кПа};$
- 3) $1 \text{ атм. (фізична атмосфера)} = 101,325 \text{ кПа} = 760 \text{ мм рт. ст.};$
- 4) $1 \text{ ат.} = 0,968 \text{ атм};$
- 5) $1 \text{ мм рт. ст.} = 133,32 \text{ Па};$
- 6) $1 \text{ бар} = 0,1 \text{ МПа} = 100 \text{ кПа} = 10^5 \text{ Па}.$

Розрізняють надлишковий та абсолютний тиски.

Надлишковий тиск (P_i) – різниця між тиском рідини або газу й тиском довкілля.

Абсолютний тиск (P) – тиск, що відраховують від абсолютного нуля тиску чи абсолютного вакууму. Це т/д параметр стану.

Абсолютний тиск визначають:

1) за тиску посудини, більшого ніж атмосферний:

$$P = P_i + P_o ; \quad (1.5)$$

2) за тиску посудини, меншого від атмосферного:

$$P = P_o + P_v , \quad (1.6)$$

де P_o – атмосферний тиск;

P_v – тиск вакууму.

Температура – ступінь нагрітості тіл; середня кінетична енергія поступального руху молекул. Чим більша середня швидкість руху, тим вища температура тіла.

За т/д параметр стану системи приймають *термодинамічну температуру* (T), тобто *абсолютну температуру*. Вона завжди позитивна. За температури абсолютного нуля ($T = 0$) теплові рухи припиняються, така температура – початок відліку абсолютної температури.

1.3 Рівняння стану й термодинамічний процес

Основні т/д параметри стану (P , v , T) однорідного тіла залежать один від одного й взаємопов'язані математичним рівнянням, що називають рівнянням стану:

$$f(P, v, T) = 0. \quad (1.7)$$

Рівноважний стан – стан тіла, за якого в усіх його точках обсягу P , v , T і всі інші фізичні властивості однакові.

Сукупність змін стану т/д системи впродовж переходу з одного стану в інший називають *т/д процесом*. Т/д процеси бувають рівноважними й нерівноважними. Якщо процес

проходить через рівноважний стан, він рівноважний. У реальних умовах усі процеси нерівноважні.

Якщо під час будь-якого т/д процесу змінення параметра стану не залежить від виду процесу, а його визначають початковим і кінцевим станами, параметри стану називають *функцією стану*. Такі параметри: внутрішня енергія, ентальпія, ентропія й т. д.

Інтенсивні параметри – це параметри, що не залежать від маси системи (тиск, температура).

Адитивні (екстенсивні) параметри – параметри, значення яких пропорційні масі системи (обсяг, енергія, ентропія тощо).

Тема 2 Перший закон термодинаміки

2.1 Теплота й робота

Тіла, що беруть участь у т/д процесі, обмінюються енергією. Передавання енергії від одного тіла до іншого відбувається двома способами.

Перший реалізується під час безпосереднього контактування тіл із різною температурою обмінюванням кінетичною енергією між молекулами дотичних тіл або променистим перенесенням внутрішньої енергії випромінювальних тіл ϵ/m хвилями. Водночас енергія передається від більш нагрітого до менш нагрітого тіла.

Кількість енергії, переданої першим способом від одного тіла до іншого, називають *кількістю теплоти* – Q (Дж), а спосіб – *передаванням енергії у формі теплоти*.

Другий спосіб пов'язаний із наявністю силових полів або зовнішнього тиску. Для передавання енергії цим способом тіло повинне або пересуватися в силовому полі, або змінювати свій обсяг під дією зовнішнього тиску. Тобто передавання енергії відбувається за умови переміщення всього тіла чи його частини в просторі. Водночас кількість переданої енергії

називають *роботою* – L (Дж), а спосіб – *передаванням енергії у формі роботи*.

Кількість енергії, одержану тілом у формі роботи, називають *роботою досконалої над тілом*, а віддану енергію – *витраченою тілом роботою*.

Кількість теплоти, одержана (віддана) тілом, і робота, здійснена (витрачена) над тілом, залежать від умов переходу тіла з початкового стану в кінцевий, тобто від характеру т/д процесу.

2.2 Внутрішня енергія

Загально внутрішньою енергією називають сукупність усіх видів енергій, наявних у тілі або системі тіл. Цю енергію можна уявити як суму окремих видів енергій: кінетичної енергії молекул (поступального й обертального рухів молекул); коливального руху атомів у самій молекулі; енергії електронів; внутрішньоядерної енергії; енергії взаємодії між ядром молекули та електронами; потенційної енергії молекул.

У технічній термодинаміці розглядають лише такі процеси, під час яких змінюються кінетична й потенційна складові внутрішньої енергії. Водночас знання абсолютних значень внутрішньої енергії не потрібне. Тому внутрішніми енергіями для ідеальних газів називають кінетичну енергію руху молекул та енергію коливальних рухів атомів у молекулі, а для реальних газів додатково зазначають потенційну енергію молекул.

Внутрішня енергія (U) – функція двох основних параметрів стану газу, тобто $U = f(P, T)$; $U = f(v, T)$; $U = f(P, v)$. Кожному стану робочого тіла (системи) відповідає конкретне значення параметрів стану, а кожному стану газу властива своя визначена величина внутрішньої енергії U . Тобто U – функція стану газу. І різниця внутрішніх енергій для двох будь-яких

станів робочого тіла або системи тіл не залежить від способу переходу від першого стану в другий.

2.3 Перший закон термодинаміки

Перший закон термодинаміки – основа термодинамічної теорії та має істотне прикладне значення для дослідження термодинамічних процесів. Це закон збереження й перетворення енергії: *енергія не зникає та не виникає знову, вона лише переходить з одного виду в інший у різних фізичних процесах.*

Для термодинамічних процесів закон установлює взаємозв'язок між теплотою, роботою та зміною внутрішньої енергії т/д системи: *теплота, підведена до системи, витрачається на змінювання енергії системи й здійснення роботи.*

Рівняння першого закону термодинаміки таке:

$$Q = (U_2 - U_1) + L, \quad (2.1)$$

де Q – кількість теплоти, підведена (відведена) до системи;

L – робота, здійснена системою (над системою);

$(U_2 - U_1)$ – зміна внутрішньої енергії в такому процесі.

Якщо

- $Q > 0$, теплоту підводять до системи;
- $Q < 0$, теплоту відводить від системи;
- $L > 0$, роботу виконує система;
- $L < 0$, роботу здійснюють над системою.

Для одиниці маси речовини рівняння першого закону термодинаміки таке:

$$q = \frac{Q}{m} = (u_2 - u_1) + l. \quad (2.2)$$

Далі всі формули й рівняння наведені здебільшого для одиниці маси речовини.

Відповідно до першого закону т/д для одержання корисної роботи (L) у безперервнодіючому тепловому двигуні потрібно підводити (витрачати) теплоту (Q).

Двигун, що постійно виконує роботу й не споживає енергії, називають *вічним двигуном першого роду*.

Згідно з цим робимо висновок із першого закону термодинаміки: *вічний двигун першого роду неможливий*.

2.4 Теплоємність газу

Справжню теплоємність робочого тіла визначають відношенням кількості підведеної (відведеної) до робочого тіла теплоти в конкретному т/д процесі до спричиненої цими змінами температури тіла:

$$\frac{dQ}{dT} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{К}} \right). \quad (2.3)$$

Теплоємність залежить від зовнішніх умов або характеру процесу, під час якого підводять або відводять теплоту.

Розрізняють такі питомі теплоємності:

1) *масову*:

$$c = \frac{C}{m} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{моль}} \right); \quad (2.4)$$

2) *молярну*:

$$C_{\mu} = \frac{C}{\nu} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{моль}} \right), \quad (2.5)$$

де ν – кількість речовини (моль);

3) *об'ємну*:

$$c' = \frac{C}{V} = \nu \cdot \rho \left(\frac{\text{Дж}}{\text{М}^3} \right), \quad (2.6)$$

де $\rho = \frac{m}{V}$ – щільність речовини.

Зв'язок між цими теплоємностями:

$$c = c' \cdot \nu = \frac{C\mu}{\mu},$$

де $\nu = \frac{V}{m}$ – питомий об'єм речовини, $\left(\frac{\text{М}^3}{\text{кг}}\right)$;

$\mu = \frac{m}{V}$ – молярна (молекулярна) маса, $\left(\frac{\text{кг}}{\text{моль}}\right)$.

Теплоємність газів переважно залежить від умов, за яких їх нагрівають або охолоджують. Розрізняють теплоємності за постійного тиску (ізобарні) й постійного обсягу (ізохоричні).

Виділяють такі *питомі теплоємності*:

- c_p, C_V – масові ізобарна й ізохорна теплоємності;
- $c_{p\mu}, c_{v\mu}$ – молярні ізобарна та ізохорна теплоємності;
- $\frac{c}{p}, \frac{C}{V}$ – об'ємні ізобарна й ізохорна теплоємності.

Між ізобарною та ізохорною теплоємностями існує така залежність:

$$c_p - C_V = R - \text{рівняння Майєра}; \quad (2.7)$$

$$c_{p\mu} - c_{v\mu} = R\mu. \quad (2.8)$$

Теплоємність залежить від температур, зазначених у довідковій літературі в таблицях середніх теплоємностей в інтервалі температур від 0 до t_x . Визначити середню теплоємність в інтервалі температур від t_1 до t_2 можна за формулою:

$$C_{t_1}^{t_2} = \frac{C^{t_2} \cdot t_2 - C \cdot t_1 \cdot t_1}{t_2 - t_1}. \quad (2.9)$$

2.5 Універсальне рівняння стану ідеального газу

Ідеальним називають такий газ, у якому немає сили взаємного тяжіння й відштовхування між молекулами й можна знехтувати розмірами молекул. Усі реальні гази за високих

температур і малих тисків можна здебільшого вважати ідеальними. Рівняння стану як для ідеальних, так і для реальних газів описують трьома параметрами за рівнянням (1.7).

Рівняння стану ідеального газу можна вивести з молекулярно-кінетичної теорії або зі спільного розгляду законів Бойля – Маріотта й Гей-Люссака.

Зазначене далі рівняння вивів у 1834 р. французький фізик Клапейрон. Для 1 кг маси газу воно таке:

$$P \cdot v = R \cdot T, \quad (2.10)$$

де R – газова постійна: робота 1 кг газу за постійного тиску та змінювання температури на 1 градус.

Рівняння (2.7) називають *термічним рівнянням стану* або *характеристичним рівнянням*.

Для довільної кількості газу масою m рівняння стану набирає вигляду:

$$P \cdot V = m \cdot R \cdot T. \quad (2.11)$$

У 1874 р. Д. І. Менделєєв, базуючись на законі Дальтона (рівні обсяги різних ідеальних газів за однакових температур і тисків містять однакову кількість молекул), запропонував *універсальне рівняння стану для 1 кг газу*, що називають *рівнянням Клапейрона – Менделєєва*:

$$P \cdot v = R_{\mu} \cdot \frac{T}{\mu}, \quad (2.12)$$

де μ – молярна (молекулярна) маса газу ($\frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$);

$R_{\mu} = 8\,314,20 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль}}$ ($8,314\,2 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль}}$) – універсальна газова постійна: робота 1 кмоль ідеального газу за постійного тиску й змінювання температури на 1 градус. Знаючи R_{μ} , можна знайти газову постійну $R = \frac{R_{\mu}}{\mu}$. Для довільної маси газу рівняння Клапейрона – Менделєєва набирає вигляду:

$$P \cdot V = m \cdot R_{\mu} \cdot \frac{T}{\mu}. \quad (2.13)$$

2.6 Суміш ідеальних газів

Під *газовою сумішшю* розуміють суміш окремих газів, що не вступають між собою в жодні хімічні реакції. Кожен газ (компонент) у суміші незалежно від інших газів повністю зберігає всі свої властивості й проявляє себе так, як якщо б він один займав весь об'єм суміші.

Парціальний тиск – це тиск, що мав би кожен газ і суміші, якщо знаходився б один у такій самій кількості, тому самому обсязі та за тієї самої температури, що й у суміші.

Газова суміш підпорядковується *закону Дальтона*: загальний тиск суміші газів дорівнює сумі парціальних тисків окремих газів у суміші:

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n = \sum P_i, \quad (2.14)$$

де $P_1 + P_2 + P_3 \dots + P_n$ – парціальні тиски.

Склад суміші задають об'ємними, масовими й мольними частками, що визначають за такими формулами:

$$r_1 = \frac{V_1}{V_{\text{CM}}}; r_2 = \frac{V_2}{V_{\text{CM}}}; \dots r_n = \frac{V_n}{V_{\text{CM}}}, \quad (2.15)$$

$$g_1 = \frac{m_1}{m_{\text{CM}}}; g_2 = \frac{m_2}{m_{\text{CM}}}; \dots g_n = \frac{m_n}{m_{\text{CM}}}, \quad (2.16)$$

$$r_1' = \frac{v_1}{v_{\text{CM}}}; r_2' = \frac{v_2}{v_{\text{CM}}}; \dots r_n' = \frac{v_n}{v_{\text{CM}}}, \quad (2.17)$$

де $V_1, V_2, \dots, V_n, V_{\text{CM}}$ – об'єми компонентів і суміші;

$m_1, m_2, \dots, m_n, m_{\text{CM}}$ – маси компонентів та суміші;

$v_1, v_2, \dots, v_n, v_{\text{CM}}$ – кількість речовини (кіломолей) компонентів і суміші.

Для ідеального газу згідно із законом Дальтона:

$$r_1 = r_1'; r_2 = r_2'; \dots r_n = r_n'. \quad (2.18)$$

Оскільки $V_1 + V_2 + \dots + V_n = V_{\text{см}}$ і $m_1 + m_2 + \dots + m_n = m_{\text{см}}$,

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = 1; \quad (2.19)$$

$$g_1 + g_2 + \dots + g_n = 1. \quad (2.20)$$

Зв'язок між об'ємними й масовими частками такий:

$$g_1 = r_1 \cdot \frac{\mu_1}{\mu_{\text{см}}}; \quad g_2 = r_2 \cdot \frac{\mu_2}{\mu_{\text{см}}}; \quad \dots \quad g_n = r_n \cdot \frac{\mu_n}{\mu_{\text{см}}}, \quad (2.21)$$

де $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n, \mu_{\text{см}}$ – молекулярні маси компонентів і суміші.

Молекулярна маса суміші:

$$\mu_{\text{см}} = \mu_1 r_1 + r_2 \mu_2 + \dots + r_n \mu_n. \quad (2.22)$$

Газова постійна суміші:

$$R_{\text{см}} = g_1 R_1 + g_2 R_2 + \dots + g_n R_n = R_{\mu} \left(\frac{g_1}{\mu_1} + \frac{g_2}{\mu_2} + \dots + \frac{g_n}{\mu_n} \right) = \frac{1}{R_1} \left(\frac{r_1}{\frac{r_1}{R_1} + \frac{r_2}{R_2} + \dots + \frac{r_n}{R_n}} \right). \quad (2.23)$$

Питомі масові теплоємності суміші:

$$c_{p \text{ см}} = g_1 c_{p 1} + g_2 c_{p 2} + \dots + g_n c_{p n}; \quad (2.24)$$

$$c_{v \text{ см}} = g_1 c_{v 1} + g_2 c_{v 2} + \dots + g_n c_{v n}. \quad (2.25)$$

Питомі молярні (молекулярні) теплоємності суміші:

$$c_{p \mu \text{ см}} = r_1 c_{p \mu 1} + r_2 c_{p \mu 2} + \dots + r_n c_{p \mu n}; \quad (2.26)$$

$$c_{v \mu \text{ см}} = r_1 c_{v \mu 1} + r_2 c_{v \mu 2} + \dots + r_n c_{v \mu n}. \quad (2.27)$$

Тема 3 Другий закон термодинаміки

3.1 Основні положення другого закону термодинаміки

Відповідно до першого закону термодинаміки теплота може перетворюватися в роботу, а робота в теплоту, і немає визначених умов, за яких можливі ці перетворення.

Перетворення роботи в теплоту відбувається завжди повністю й безумовно. Зворотний процес перетворення теплоти в роботу впродовж безперервного її переходу можливий лише за певних умов і в повному обсязі. Теплота може переходити від більш нагрітих тіл до холодних. Перехід теплоти від холодних тіл до нагрітих сам собою не відбувається. Для цього потрібна додаткова енергія.

Таким чином, для повного аналізування явища й процесів необхідно мати, крім першого закону термодинаміки, іншу додаткову закономірність – *другий закон термодинаміки*. Він установлює, можливий чи неможливий той чи інший процес, у якому напрямку він протікає, коли досягається термодинамічна рівновага й за яких умов можна одержати максимальну роботу.

Для існування теплового двигуна потрібні 2 джерела – *гаряче й холодне* (довкілля). Якщо тепловий двигун функціонує лише від одного джерела, його називають *вічним двигуном 2-го роду*.

Перше формулювання (Оствальда): **«вічний двигун 2-го роду неможливий»**.

Вічний двигун 1-го роду – це тепловий двигун, у якого $L > Q_1$, де Q_1 – підведена теплота. Перший закон термодинаміки передбачає можливість створити тепловий двигун повністю, перетворюючи підведену теплоту Q_1 на роботу L , тобто $L = Q_1$. Другий закон має більш жорсткі обмеження. Згідно з ним робота повинна бути меншою від підведеної теплоти ($L < Q_1$) на величину відведеної теплоти Q_2 , тобто $L = Q_2$.

Вічний двигун 2-го роду можна створити, якщо теплоту Q_2 передати від холодного джерела до гарячого. Але для цього теплота мимоволі повинна перейти від холодного тіла до гарячого, що неможливо. Відповідно до цього доречно друге формулювання (Клаузиуса): **«теплота не може мимоволі переходити від більш холодного тіла до більш нагрітого».**

Третє формулювання (Карно): **«там, де є різниця температур, можливе виконання роботи».**

Усі ці формулювання взаємопов'язані: з одного можна одержати інше.

3.2 Ентропія

Одна з функцій стану термодинамічної системи – ентропія. Ентропію визначають за формулою:

$$dS = \frac{dQ}{T} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{К}} \right) \quad (3.1)$$

або для питомої ентропії:

$$d = \frac{dq}{T} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right). \quad (3.2)$$

Ентропія – однозначна функція стану тіла, що передбачає для кожного стану конкретне значення. Вона є екстенсивним (залежним від маси речовини) параметром стану й у будь-якому термодинамічному процесі її повністю визначають початковим і кінцевим станами тіла. Ентропія не залежить від способу протікання процесу.

Ентропію можна визначити як функцію основних параметрів стану:

$$S = f_1(P, V); S = f_2(P, T); S = f_3(V, T) \quad (3.3)$$

або для питомої ентропії:

$$s = f_1(P, v); s = f_2(P, T); S = f_3(v, T). \quad (3.4)$$

Оскільки ентропія не залежить від виду процесу, її визначають згідно з початковим і кінцевим станами робочого тіла, знаходять лише його зміни в такому процесі відповідно до рівнянь:

$$Ds = c_v \cdot \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + R \cdot \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right); \quad (3.5)$$

$$Ds = c_p \cdot \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \cdot \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right); \quad (3.6)$$

$$Ds = c_v \cdot \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right) + c_p \cdot \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right). \quad (3.7)$$

Якщо ентропія системи зростає ($\Delta s > 0$), до системи підводять тепло.

Якщо ентропія системи зменшується ($\Delta s < 0$), від системи відводять тепло.

Якщо ентропія системи не змінюється ($\Delta s = 0, s = \text{const}$), системі не підводять і не відводять тепла (адіабатний процес).

3.3 Цикл і теореми Карно

Цикл Карно – круговий цикл із двох ізотермічних та двох адіабатних процесів. Зворотний цикл Карно в p -, v - і T -, s -діаграмах зображений на рисунку 3.1.

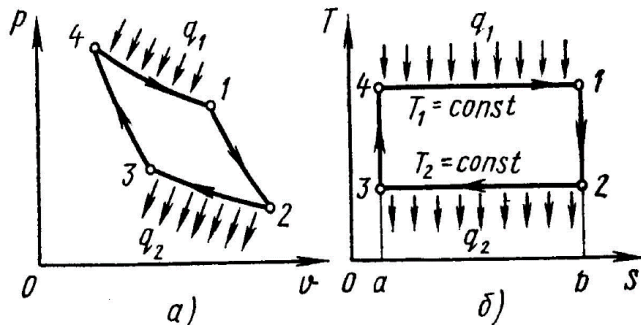


Рисунок 3.1 – Зворотний цикл Карно в p -, v - (а) та T -, s - (б) діаграмах

1–2 – зворотне адіабатне розширення, за $s_1 = \text{const}$ температура зменшується від T_1 до T_2 .

2–3 – ізотермічний стиск, відведення теплоти q_2 до холодного джерела від робочого тіла.

3–4 – зворотне адіабатне стиснення, за $s_2 = \text{const}$ температура підвищується від T_3 до T_3 .

4–1 – ізотермічне розширення, підведення теплоти q_1 гарячого джерела до робочого тіла.

Основна характеристика будь-якого циклу – *термічний коефіцієнт корисної дії* (т. к. к. д.):

$$\eta_t = \frac{L_{\text{ц}}}{Q_{\text{ц}}} \quad (3.8)$$

або

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

Для зворотного циклу Карно т. к. к. д. визначають за формулою:

$$\eta_{\text{тк}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (3.9)$$

Згідно з цим одержуємо **1-шу теорему Карно**: *термічний к.к.д. зворотного циклу Карно не залежить від властивостей робочого тіла, його визначають лише за температурами джерел.*

Порівнюючи довільний зворотний цикл із циклом Карно, закономірна **2-га теорема Карно**: *зворотний цикл Карно – найвигідніший цикл у заданому інтервалі температур.*

Тобто т. к. к. д. циклу Карно завжди більший за т. к. к. д. довільного циклу:

$$\eta_{\text{тк}} > \eta_t. \quad (3.10)$$

Тема 4 Термодинамічні процеси

4.1 Метод дослідження т/д процесів

Як зазначено вище, перший закон т/д установлює взаємозв'язок між кількістю теплоти, внутрішньою енергією й роботою. Водночас кількість теплоти, підведена до тіла або відведена від нього, залежить від характеру процесу. До основних т/д процесів належать: *ізохоричний, ізотермічний, ізобарний та адіабатний*.

Для всіх цих процесів метод дослідження загальний:

- виводять рівняння процесу кривої в Pv - і TS -діаграмах;
- установлюють залежність між основними параметрами робочого тіла на початку й укінці процесу;
- визначають зміну внутрішньої енергії за формулою, доцільною для всіх процесів ідеального газу:

$$\Delta c_{vm}|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_{vm}|_0^{t_1} \cdot t_1 \quad (4.1)$$

або за постійної теплоємності:

$$\Delta U = m \cdot c_v \cdot (t_2 - t_1); \quad (4.2)$$

$$L = P \cdot (V_2 - V_1); \quad (4.3)$$

– визначають кількість теплоти, що бере участь у процесі:

$$q = c_x \cdot (t_2 - t_1); \quad (4.4)$$

– визначають зміну ентальпії за формулою, правильною для всіх процесів ідеального газу:

$$\Delta i = (i_2 - i_1) = c_{pm}|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_{pm}|_0^{t_1} \cdot t_1 \quad (4.5)$$

або за постійної теплоємності:

$$\Delta i = c_p \cdot (t_2 - t_1); \quad (4.6)$$

–визначають зміну ентропії:

$$\Delta s = c_v \cdot \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + R \cdot \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right); \quad (4.7)$$

$$\Delta s = c_p \cdot \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \cdot \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right); \quad (4.8)$$

$$\Delta s = c_v \cdot \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + c_p \cdot \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right). \quad (4.9)$$

Усі процеси розглядають як зворотні.

4.2 Ізопроекти ідеального газу

1. *Ізохорний процес* (рис. 4.1): $v = \text{const}$; $v_2 = v_1$.

Рівняння стану процесу:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.10)$$

Оскільки $v_2 = v_1$, то $l = 0$, рівняння 1-го закону т/д набирає вигляду:

$$q = \Delta u = c_v \cdot (t_2 - t_1). \quad (4.11)$$

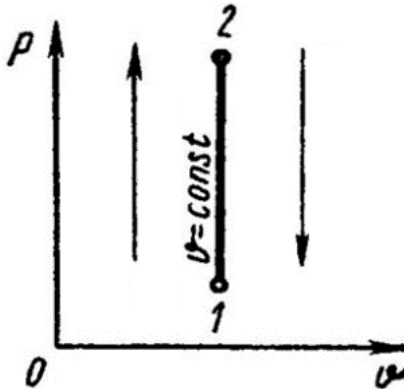


Рисунок 4.1 – Ізохорний процес

2. *Ізобарний процес* (рис. 4.2): $P = \text{const}$; $P_2 = P_1$.

Рівняння стану процесу:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.12)$$

Робота цього процесу:

$$l = P \cdot (v_2 - v_1). \quad (4.13)$$

Рівняння 1-го закону т/д набуває вигляду:

$$q = \Delta u + l = c_p \cdot (t_2 - t_1). \quad (4.14)$$

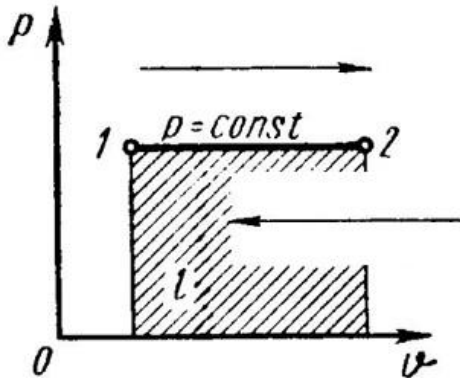


Рисунок 4.2 – **Ізобарний процес ідеального газу**

3. *Ізотермічний процес* (рис. 4.3): $T = \text{const}$, $T_2 = T_1$.

Рівняння стану:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{v_2}{v_1}. \quad (4.15)$$

Оскільки $T_2 = T_1$, $\Delta u = 0$, рівняння 1-го закону т/д набуває вигляду:

$$q = l = R \cdot T \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (4.16)$$

або

$$q = l = R \cdot T \cdot \ln \frac{P_1}{P_2}, \quad (4.17)$$

де $R = \frac{P_0}{\eta}$ – газова постійна $\left(\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}\right)$.

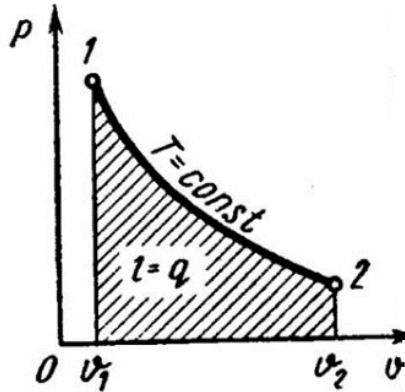


Рисунок 4.3 – Ізотермічний процес ідеального газу

4. Адіабатний процес (рис. 4.4).

У такому процесі не підводять і не відводять тепла, тобто $q = 0$.

Рівняння стану:

$$P \cdot v^\lambda = \text{const}, \quad (4.18)$$

де $\lambda = \frac{c_p}{c_v}$ – показник адіабати.

Рівняння 1-го закону т/д набирає вигляду:

$$l = -\Delta u = -c_v \cdot (t_2 - t_1) = c_v \cdot (t_1 - t_2) \quad (4.19)$$

або

$$l = R; \quad (4.20)$$

$$l = R \cdot T_1 \cdot \frac{1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\lambda-1}}{\lambda-1}; \quad (4.21)$$

$$l = R \cdot T_2 \cdot \frac{1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\lambda-1}{\lambda}}}{\lambda-1}. \quad (4.22)$$

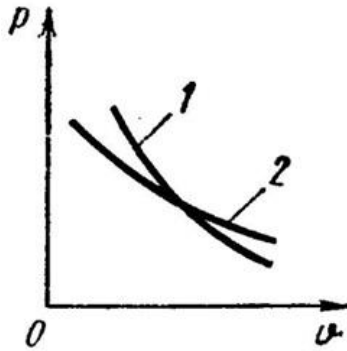


Рисунок 4.4 – Взаємне розміщення адіапати й ізотерми ідеального газу в p - v -діаграмі

5. *Політропний процес* – процес, усі стани якого задовольняють умову:

$$P \cdot v^n = \text{const}, \quad (4.23)$$

де n – показник політропи, постійна для цього процесу.

Ізобарний, ізохорний, ізотермічний та адіабатний процеси – окремі варіанти політропного процесу (рис. 4.5):

- 1) $n = \pm \infty$, $v = \text{const}$ – ізохорний;
- 2) $n = 0$, $P = \text{const}$ – ізобарний;
- 3) $n = 1$, $T = \text{const}$ – ізотермічний;
- 4) $n = \lambda$, $P \cdot v = \text{const}$ – адіабатний.

Роботу політропного процесу визначають аналогічно до адіабатного процесу:

$$l = R \cdot \frac{T_1 - T_2}{n-1}, \quad (4.24)$$

$$-l = R \cdot T_1 \cdot \left[1 - \frac{v_1^{n-1}}{v_2^{n-1}}\right]; \quad (4.25)$$

$$-l = R \cdot T_2 \cdot \left(1 - \frac{P_2^{n-1}}{P_1^{n-1}}\right). \quad (4.26)$$

Теплота процесу:

$$q = c_n \cdot (T_2 - T_1), \quad (4.27)$$

де $c_n = c_v \cdot \frac{n-\lambda}{n-1}$ – масова теплоємність політропного процесу.

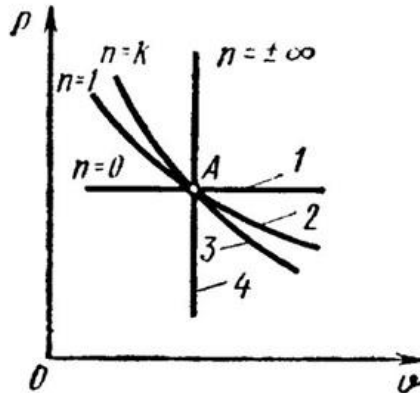


Рисунок 4.5 – Політропні процеси ідеального газу:
1 – ізобара; 2 – ізотерма; 3 – адіабата; 4 – ізохора

Тема 5 Термодинаміка потоку

5.1 Перший закон термодинаміки для потоку

На практиці впродовж розглядання робочих процесів машин, апаратів і пристроїв зустрічаються завдання з вивчення закономірностей руху робочих тіл (газів, пари й рідин).

Рівняння 1-го закону термодинаміки для потоку газу набирає зазначеного далі вигляду відповідно до таких припущень:

- рух газу каналом усталений і безперервний;

- швидкості по перетину, перпендикулярному осі каналу, постійні;
- нехтується тертя частинок газу одна об одну й стінки каналу;
- зміна параметрів по перетину каналу незначна, порівнюючи з їх абсолютними значеннями.

$$q = \Delta u + \Delta e + I_{\text{прот}} + I_{\text{техн}}, \quad (5.1)$$

де $\Delta e = 0,5 \cdot (w_2^2 - w_1^2) + g \cdot (z_\alpha - z_1)$ – зміна енергії системи (сума змін кінетичної та потенційної енергій);

w_1, w_2 – швидкості потоку на початку й у кінці каналу;

z_1, z_2 – висота положення початку та кінця каналу;

$I_{\text{прот}} = P_2 \cdot v_2 - P_1 \cdot v_1$ – робота проштовхування, що витрачається на рухи потоку;

$I_{\text{техн}}$ – технічна (корисна) робота (турбіни, компресора, насоса, вентилятора й т. д.).

$$q = (u_2 - u_1) + 0,5 \cdot (w_2^2 - w_1^2) + g \cdot (z_\alpha - z_1) + P_2 \cdot v_2 - P_1 \cdot v_1 + l_{\text{техн}}. \quad (5.2)$$

Уведемо поняття ентальпії, що позначимо через величину:

$$h = u + P x; \quad (5.3)$$

$$h_2 = u_2 + P_2 \cdot v_2; \quad h_1 = u_1 + P_1 \cdot v_1. \quad (5.4)$$

Тоді рівняння 1-го закону термодинаміки для потоку газу:

$$q = (h_2 - h_1) + 0,5 \cdot (w_2^2 - w_1^2) + g \cdot (z_\alpha - z_1) + l_{\text{техн}}. \quad (5.5)$$

5.2 Критичний тиск і швидкість. Сопло Лаваля

Якщо впродовж переміщення газу каналом відбувається його розширення зі зменшенням тиску і збільшенням швидкості, такий канал називають *соплом*.

Якщо в каналі відбувається стиснення робочого тіла зі збільшенням його тиску та зменшенням швидкості, такий канал називають *дифузором*.

У каналах за значної різниці тисків газу й зовнішнього середовища швидкість течії робочого тіла висока. Здебільшого довжина каналу мала, а теплообмін між стінкою та газом істотний, тому процес витікання газу можна вважати адіабатним.

Швидкість витікання (на виході каналу) визначають із рівняння:

$$w = w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)}, \quad (5.6)$$

де

$$w = \frac{v \cdot 2}{(\gamma - 1) \cdot P_1 \cdot x_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]}. \quad (5.7)$$

Масова секундна витрата газу $\left(\frac{\text{кг}}{\text{с}}\right)$:

$$m = f \cdot \frac{w}{x_2}, \quad (5.8)$$

де f – площа перетину каналу на виході.

Оскільки процес закінчення адіабатний,

$$m = \frac{f \cdot \sqrt{2\gamma}}{(\gamma - 1) \cdot \frac{P_1}{x_1} \cdot \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right]}. \quad (5.9)$$

Масова секундна витрата ідеального газу залежить від площі вихідного каналу, початкового стану газу й ступеня його розширення.

Критичним називають такий тиск на вихідному перерізі каналу, за якого витрата газу максимальна. Його визначають:

$$P_K = P_2 = \beta_K \cdot P_1, \quad (5.10)$$

$$\text{де } R_K = \frac{2}{(\gamma + 1)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}};$$

для одноатомних газів $\gamma = 1,66$ θ , $\beta_K = 0,49$;

для двохатомних газів $\gamma = 1,4$ θ , $\beta_K = 0,528$;

для трьохатомних газів $\gamma = 1,3$ θ , $\beta_K = 0,54$.

Критична швидкість – швидкість газу у вихідному перерізі каналу за рівного критичному від нього тиску P_K .

$$W_K = \sqrt{2 \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \right)} \cdot P_1 \cdot x_1. \quad (5.11)$$

Критична швидкість після закінчення ідеального газу залежить лише від початкових параметрів, його природи й дорівнює швидкості звуку газу (a) за критичних параметрів:

$$W_K = a = \sqrt{\gamma} \cdot P_K \cdot x_K. \quad (5.12)$$

Комбіноване сопло Лавалля призначене для використання великих перепадів тиску й одержання швидкостей закінчення, що перевищують критичну або швидкість звуку. Сопло Лавалля містить коротку ділянку, що звужується, та конічну насадку, що розширяється. (рис. 5.1). Досліди показують, що кут конусності частини (α) повинен дорівнювати $8-12^\circ$. Якщо кути великі, струмінь відривається від стінок каналу.

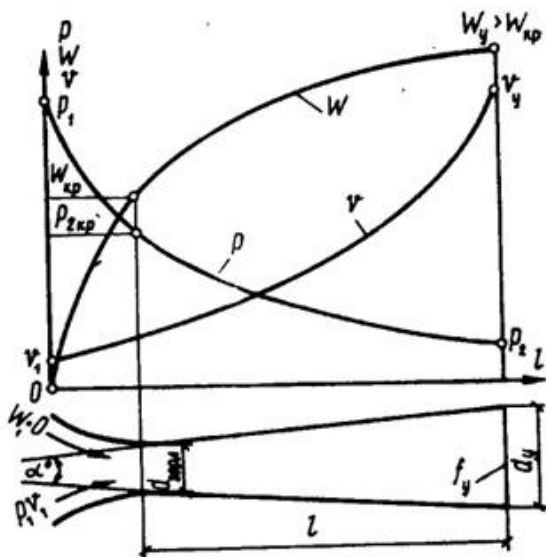


Рисунок 5.1. – Графіки зміни p , ω , v під час закінчення через комбіноване сопло

Швидкість витікання й секундну витрату ідеального газу визначають за формулами (5.7) і (5.9).

Довжину частини сопла, що розширюється, можна визначити за допомогою рівняння:

$$1 = \frac{D-d}{2 + \operatorname{tg}\left(\frac{\varphi}{2}\right)}, \quad (5.13)$$

де φ – кут конусності сопла;

D – діаметр вихідного отвору;

d – діаметр сопла в мінімальному перетині.

5.3 Дроселювання

Дроселюванням – явище, під час якого пара або газ переходить із високого тиску на низький без виконання зовнішньої роботи й підведення чи відведення теплоти. Таке явище відбувається в трубопроводі зі звуженням прохідного каналу (рис. 5.2). За такого звуження внаслідок опорів тиск у місці звуження (P_2) завжди менший від тиску перед ним (P_1).

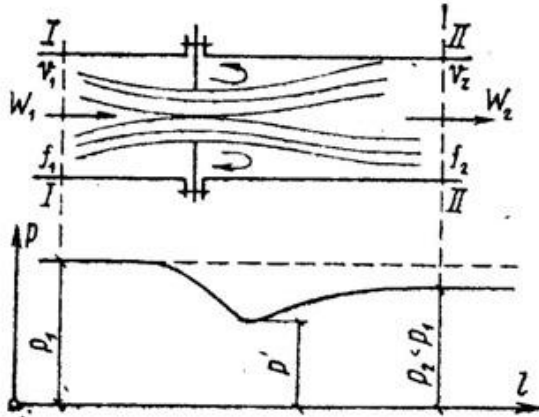


Рисунок 5.2 – Дроселювання газів

Кожен кран, вентиль, засувка, клапан та інші місцеві опори, що зменшують прохідний перетин трубопроводу, спричиняють дроселювання газу або пари, тобто падіння тиску. Здебільшого це явище, безумовно, завдає шкоди. Але іноді воно необхідне, тому його створюють штучно (для регулювання парових двигунів, у холодильних установках, приладах для вимірювання витрати газу й т. д.).

Під час проходження газу через отвір кінетична енергія газу та його швидкість у вузькому перетині зростають, що приводить до падіння температури й тиску.

Газ, протікаючи через отвір, набирає вихрового руху. Частина його кінетичної енергії витрачається на утворення цих

вихорів і перетворюється в теплоту. Крім того, в теплоту перетворюється й робота, витрачена на подолання опорів (тертя). Усю цю теплоту приймає газ, у результаті чого його температура змінюється (зменшується чи збільшується).

В отворі швидкість газу збільшується. За отвором газ знову тече повним перетином і його швидкість знову знижується. А тиск збільшується, але до початкового значення не піднімається; швидкість змінюється через збільшення питомого обсягу газу від зменшення тиску.

Дроселювання – незворотний процес, упродовж якого збільшується ентропія та зменшується функціональність робочого тіла.

Рівняння процесу дроселювання таке:

$$i_1 = i_2. \quad (5.14)$$

Ця рівність показує, що ентальпія в результаті дроселювання не змінюється, тому доцільна лише для перетинів, значно віддалених від звуження.

Для ідеальних газів ентальпія – однозначна функція температури. Із цього робимо висновок, що впродовж дроселювання ідеального газу його температура не змінюється ($T_1 = T_2$).

Під час дроселювання реальних газів ентальпія залишається постійною, ентропія й обсяг збільшуються, тиск падає, а температура змінюється (збільшується, зменшується) або залишається незмінною.

Змінювання температури рідин і реальних газів упродовж дроселювання називають *ефектом Джоуля – Томсона*. Для ідеального газу ефект Джоуля – Томсона дорівнює нулю. Розрізняють диференціальний температурний ефект, за якого тиск і температура змінюються на незначну величину, та інтегральний, за якого тиск та температура змінюються на кінцеву величину.

Диференціальний температурний ефект позначають «а»:

$$a = \frac{\partial T}{\partial p}^i. \quad (5.15)$$

Інтегральний температурний ефект визначають із такого рівняння:

$$\Delta = T_2 - T_1 = \frac{J[T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v]}{c_p \cdot dp}. \quad (5.16)$$

Для реальних газів $\Delta T \neq 0$ і може мати позитивний або негативний знак. Стан газу, за якого температурний ефект змінює свій знак, називають *точкою інверсії*, а температуру, відповідну цій точці, – *температурою інверсії* ($T_{\text{інв}}$).

$$T_{\text{інв}} = v \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p. \quad (5.17)$$

Тема 6 Реальні гази. Водяна пара. Вологе повітря

6.1 Властивості реальних газів

Реальні гази відрізняються від ідеальних тим, що їх молекули мають розмір і пов'язані силами взаємодії, що зменшуються зі збільшенням відстані між молекулами. Для практичних розрахунків різних властивостей реальних газів водночас із рівнянням стану використовують відношенн $P \cdot \frac{v}{R \cdot T} = c$ – коефіцієнт стисливості.

Оскільки для ідеальних газів за будь-яких умов $P \cdot v = R \cdot T$, для таких газів $c = 1$. Тоді величина коефіцієнта стисливості демонструє відхилення властивостей реального газу від властивостей ідеального. Величина c для реальних газів залежно від тиску й температури може набувати значень, більших або менших від одиниці. Лише за низьких тисків і високих температур вона майже дорівнює одиниці. Тоді реальні гази можна розглядати як ідеальні.

У зв'язку з відмінністю властивостей реального газу від властивостей ідеального потрібні нові рівняння стану, що пов'яжуть значення P , x , T і дадуть можливість розраховувати конкретні властивості газів для різних умов. Пропонували багато різних рівнянь стану реальних газів, але жодне з них не вирішило проблеми узагальнено. Із розвитком кінетичної теорії газів установили точне рівняння стану реальних газів:

$$P \cdot v = R \cdot \left[\frac{1 - \Sigma}{(v + 1) \cdot \frac{Bv}{v^2}} \right], \quad (6.1)$$

де B_v – віріальні коефіцієнти, виражені через потенційну енергію взаємодії молекул конкретного газу й температури T .

Проте це рівняння в загальному вигляді не можна використовувати для безпосереднього розрахування реальних газів. Для окремих ситуацій існують розрахункові рівняння того чи іншого реального газу. Через складність обчислення віріальних коефіцієнтів зазвичай обмежуються розрахуванням перших двох. Тоді розрахункове рівняння набирає вигляду:

$$P \cdot v = R \cdot \left(1 - \frac{A}{v} - \frac{B}{v^2} \right), \quad (6.2)$$

де A і B – перший і другий віріальні коефіцієнти, функції лише температури. Для розрахування властивостей багатьох реальних газів такі рівняння дуже поширені.

6.2 Рівняння стану реального газу

Найбільш просте та якісно правильно відображає поведінку реального газу *рівняння Ван дер Ваальса*:

$$\frac{P + a}{v^2} \cdot (v - b) = R \cdot T, \quad (6.3)$$

де a , b – постійні величини, перша враховує сили взаємодії, друга – розмір молекул;

$\frac{a}{v^2}$ характеризує додатковий тиск, під яким перебуває реальний газ унаслідок сил зчеплення між молекулами. Його називають *внутрішнім тиском*. Для рідких тіл він високий (наприклад, для води за 20 °С становить 1 050 МПа), а для газів через малі сили зчеплення молекул дуже низький. Тому зовнішній тиск, під яким перебуває рідина, незначно впливає на її обсяг, і рідину вважають нестисливою.

Рівняння Ван дер Ваальса якісно правильно відображає поведінку рідких і газоподібних речовин. Для двофазних станів його не застосовують.

На PV-діаграмі (рис. 6.1) зображені ізотерми, побудовані згідно з рівнянням Ван дер Ваальса.

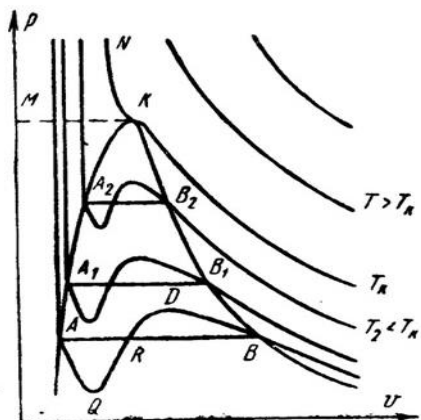


Рисунок 6.1 – Діаграма стану вода – пара

Із кривих бачимо, що за порівняно низьких температур наявні хвилеподібні ділянки. Чим вища температура, тим коротші ці частини кривих. Ці хвилеподібні криві свідчать про безперервний перехід від рідкого стану в пароподібний за конкретної температури. Точка А відповідає рідині, точка В – пароподібному стану речовини.

Насправді перехід із рідкого стану в пароподібний завжди відбувається через двофазний стан речовини. Водночас за конкретної температури процес переходу відбувається також і за постійного тиску. Цей дійсний перехід із рідкого стану в пароподібний зображують прямою лінією АВ.

Практично для особливо чистих речовин можна показувати ділянки хвилеподібними кривими АQ і DB: за перших умов наявні нестійкі стани перегрітої рідини, а за других – переохолодженої пари.

За визначеної температури ізотерма рівняння Ван дер Ваальса не матиме хвилеподібної ділянки (точки К). Таку температуру називають критичною. Якщо з'єднати точки А₁, А₂, А₃ та В₁, В₂, В₃, одержимо криву, подібну до параболи. Крива АК – нижня гранична крива, що відповідає стану кипіння рідини. Криву KB називають верхньою граничною кривою. Вона відповідає стану сухої насиченої пари.

Таким чином, для реальної речовини PV-діаграму можна розбити на 3 області:

1 – область рідкого стану, розміщену лівіше від нижньої граничної кривої;

2 – область двофазних станів (вологої пари), розміщену між нижньою та верхньою граничними кривими;

3 – область перегрітої пари, розміщену правіше від верхньої граничної кривої й вище за критичну точку. Умовно область рідини обмежують зверху лінією KM – критичною ізобарою.

Критичною Д. І. Менделєєв називав абсолютну температуру кипіння, за якої поверхневий натяг рідини стає рівним нулю, тобто зникає різниця між рідиною та пароподібним станом речовини (насиченою парою).

Зв'язок між критичними параметрами й постійними рівняння Ван дер Ваальса:

$$T_k = 8 \cdot \frac{a}{27 \cdot R \cdot b}; P_k = \frac{a}{27 \cdot b^2}; \quad (6.4)$$

$$a = \frac{27 \cdot R \cdot T_k^2}{64 \cdot P_k}; b = \frac{27 \cdot R \cdot T_k}{8 \cdot P_k}. \quad (6.5)$$

Рівняння Ван дер Ваальса за великої щільності газу спричиняє значні помилки. Крім цього експериментально доведено, що коефіцієнти a і b залежать від температури й тиску, водночас ця залежність дуже складна.

М. П.Вукалович та І. І.Новіков у 1939 р. запропонували нове універсальне рівняння стану реальних газів з урахуванням асоціації й дисоціації їх молекул:

$$P + \frac{a}{v^2} \cdot (v - b) = R \cdot T \cdot \left(1 - \frac{c}{v \cdot T^{\frac{3+2m}{2}}}\right), \quad (6.6)$$

де a, b – постійні рівняння Ван дер Ваальса;

c, m – постійні, що визначають згідно з конкретними даними.

6.3 Поняття про водяну пару

Одне з поширених робочим тіл у парових турбінах і машинах, атомних установках, теплоносій у різних теплообмінниках – водяна пара.

Пара – газоподібне тіло в стані, близькому до киплячої рідини.

Випаровування – 1) процес перетворення речовини з рідкого стану в пароподібний; 2) пароутворення, що відбувається завжди за будь-якої температури з поверхні рідини.

За визначеної температури, що залежить від природи рідини й тиску, під яким вона перебуває, починається пароутворення в усій масі рідини. Цей процес називають *кипінням*.

Зворотний процес пароутворення – *конденсування*, що також відбувається за постійної температури.

Процес переходу твердої речовини безпосередньо в пару називають *сублімацією*, а зворотний процес переходу пари у твердий стан – *десублімацією*. Упродовж випаровування рідини в обмеженому просторі (парових котлах) водночас відбувається зворотне явище – конденсування пари. Якщо швидкість конденсування стає рівною швидкості випаровування, настає динамічна рівновага. Пар у такому разі має максимальну щільність, його називають *насиченою парою*.

Якщо температура пари вища за температуру насиченої пари того самого тиску, таку пару вважають *перегрітою*. Різницю між температурою перегрітої пари й температурою насиченої пари того самого тиску називають *ступенем перегріву*. Оскільки питомий обсяг перегрітої пари більший за питомий обсяг насиченої пари, щільність перегрітої пари менша від щільності насиченої. Тому перегріта пара ненасичена.

У момент випаровування останньої краплі рідини в обмеженому просторі без змін температури й тиску утворюється суха насичена пара. Стан такої пари визначають одним параметром – тиском.

Механічну суміш сухої пари й дрібних крапель рідини називають *вологою парою*.

Масову частку сухої пари у вологій називають *ступенем сухості* (x).

$$x = \frac{m_{\text{сп}}}{m_{\text{вп}}}, \quad (6.7)$$

де $m_{\text{сп}}$ – маса сухої пари у вологій;

$m_{\text{вп}}$ – маса вологій пари.

Масову частку рідини у вологій парі називають *ступенем вологості* (y).

$$y = 1 - x. \quad (6.8)$$

Для киплячої рідини за температури насичення $x = 0$, а для сухої пари $x = 1$.

6.4 Властивості вологого повітря

Атмосферне повітря здебільшого містить кисень, азот, вуглекислий газ, певну кількість водяної пари.

Вологе повітря за визначених тиску й температури може містити різну кількість водяної пари. Суміш сухого повітря та водяної пари називають *вологим повітрям*.

У такому разі у вологому повітрі перебуває максимально можлива для конкретної температури кількість водяної пари. Під час охолодження цього повітря відбуватиметься конденсація водяної пари. Парціальний тиск водяної пари в цій суміші дорівнює тиску насичення за конкретної температури.

Якщо вологе повітря містить за визначеної температури водяну пару в перегрітому стані, його називають ненасиченим. Оскільки в ньому перебуває не максимально можлива для такої температури кількість водяної пари, воно здатне до подальшого зволоження. Тому таке повітря використовують як сушильний агент у різних сушильних установках.

Згідно із законом Дальтона загальний тиск вологого повітря дорівнює сумі парціальних тисків сухого повітря й водяної пари в його складі:

$$P = P_B + P_{II}, \quad (6.9)$$

де P_B – парціальний тиск сухого повітря;

P_{II} – парціальний тиск водяної пари.

Максимальним значенням P_{II} за визначеної температури вологого повітря t є тиск насиченої водяної пари P_h .

Для знаходження парціального тиску пари використовують спеціальний прилад – гігрометр. За його допомогою визначають *точку роси*, тобто температуру (t_p), до якої потрібно охолодити під постійним тиском повітря, щоб воно стало насиченим. Знаючи точку роси, можна за таблицями

визначити парціальний тиск пари в повітрі як тиск насичення (P_H), відповідний точці роси t_p .

Абсолютною вологістю повітря називають кількість водяної пари в 1 м^3 вологого повітря. Абсолютна вологість дорівнює щільності пари за її парціального тиску й температури повітря (t_H).

Відношення абсолютної вологості ненасиченого повітря за визначеної температури до абсолютної вологості насиченого повітря за тієї самої температури називають *відносною вологістю повітря*.

$$\varphi = \frac{C_p}{C_H} \text{ або } \varphi = \frac{C_p}{C_H} \cdot 100 \% . \quad (6.10)$$

Для сухого повітря $\varphi = 0$, для ненасиченого $\varphi < 1$, для насиченого $\varphi = 1$ (100 %).

Якщо водяну пару вважати ідеальним газом, за законом Бойля – Маріотта, відношення щільності можна замінити відношенням тисків. Тоді

$$\varphi = \frac{p_p}{P_H} \text{ або } \varphi = \frac{P_p}{P_H} \cdot 100 \% . \quad (6.11)$$

Щільність вологого повітря – це сума мас у 1 м^3 сухого повітря та водяної пари:

$$p = p_B + p_p = \frac{P_B}{R_B \cdot T} + \frac{\varphi}{v''}. \quad (6.12)$$

Молекулярну масу вологого повітря визначають за формулою:

$$\mu = 28,95 - 10,934\varphi \cdot \frac{P_H}{P}. \quad (6.13)$$

Значення P_H і v'' за температури повітря t беруть із таблиці водяної пари, φ – за даними психрометра, P – барометра.

Вологомісткість – відношення маси пари до маси сухого повітря:

$$d = \frac{M_{\text{п}}}{M_{\text{в}}}, \quad (6.14)$$

де $M_{\text{п}}$, $M_{\text{в}}$ – відповідно маси пари й сухого повітря у вологому повітрі.

Зв'язок вологи з відносною вологістю:

$$d = \frac{0.022 \varphi \cdot P_{\text{H}}}{P - \varphi \cdot P_{\text{H}}}. \quad (6.15)$$

Газова постійна:

$$R = \frac{8314}{M} = \frac{8314}{28,95 - 10,934 \cdot \mu \cdot \frac{P_{\text{H}}}{P}}. \quad (6.16)$$

Обсяг вологого повітря в 1 кг сухого повітря:

$$V_{\text{в. п.}} = R \cdot \frac{T}{P}. \quad (6.17)$$

Питомий обсяг вологого повітря:

$$v = \frac{v_{\text{в. п.}}}{1+d}. \quad (6.18)$$

Питома масова теплоємність пароповітряної суміші:

$$c_{\text{см}} = c_{\text{в}} + d \cdot c_{\text{п}}. \quad (6.19)$$

Тема 7 Термодинамічні цикли

7.1 Цикли паротурбінних установок (ПТУ)

Паротурбінна установка – основа сучасних теплових та атомних електростанцій. Робоче тіло в таких установках – пара будь-якої рідини (водяна пара). Основний цикл паротурбінної установки – цикл Ренкіна.

Принципова схема ПТУ зображена на рисунку 7.1. Одержують роботу так: у паровому котлі (1) і перегрівачі (2) теплота горіння палива передається воді. Пар надходить у турбіну (3), у якій теплота перетворюється на механічну роботу, а потім – електричну енергію в електрогенераторі (4). Відпрацьований пар надходить у конденсатор (5), у якому віддає

теплоту охолоджувальній воді. Одержаний конденсат насосом (6) відправляється в живильний бак (7), звідки живильним насосом (8) стискається до тиску, рівного тиску в котлі, та подається через підігрівач (10) у паровий котел (1).

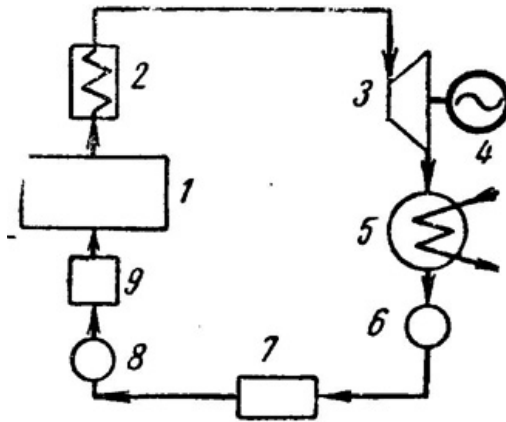


Рисунок 7.1 – Принципова схема РТУ

Розглянемо цикл Ренкіна для насиченої пари. Схема установки відрізняється від попередньої схеми тим, що в ній немає перегрівника. Тому на турбіну надходить насичена пара. На рисунку 7.2 а зображений цикл Ренкіна в TS-діаграмі.

Процеси:

3–1 – підведення теплоти від джерела у воді q_1 , передбачає два процеси;

3–3 – кипіння води в котлі;

3–1 – випаровування води в пару під постійним тиском;

1–2 – пар адіабатично розширюється в турбіні;

2–2 – пар конденсується й віддає тепло q_2 охолоджувальній воді;

2–3 – конденсат адіабатично стискається.

Термічний к. к. д. циклу Ренкіна визначають за рівнянням:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}. \quad (7.1)$$

Оскільки $q_1 = h_1 - h_3$; $q_2 = h_2 - h_2'$,

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_2) - (h_1 - h_3)}{h_1 - h_3} = \frac{1}{q_1}. \quad (7.2)$$

Корисна робота циклу дорівнює різниці робіт турбіни й насоса:

$$l = l_T - l_H, \quad (7.3)$$

де $l_T = h_1 - h_2$, $l_H = h_3 - h_2'$.

Здебільшого $l_T > l_H$, тоді, вважаючи $h_3 = h_2'$, можна записати:

$$\eta_t = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3}. \quad (7.4)$$

Теоретичну потужність турбіни розраховують за формулою:

$$N_T = \frac{h_1 - h_2 \cdot D}{3600} \text{ (Вт)}, \quad (7.5)$$

де $D = 3600 \cdot m$ – годинна витрата $\left(\frac{\text{кг}}{\text{год}}\right)$;

m – секундна витрата $\left(\frac{\text{кг}}{\text{сек}}\right)$.

Цикл Ренкіна на перегрітій парі застосовують для збільшення термічного к. к. д. циклу ПТУ. Для цього перед турбіною ставлять перегрівач (2) (рис. 7.1), що збільшує температуру й тиск пари. Водночас зростає середня температура підведення теплоти в циклі. Діаграму циклу містить рисунок 7.2 б. Формули розрахування l , η_t , N_T не змінюються.

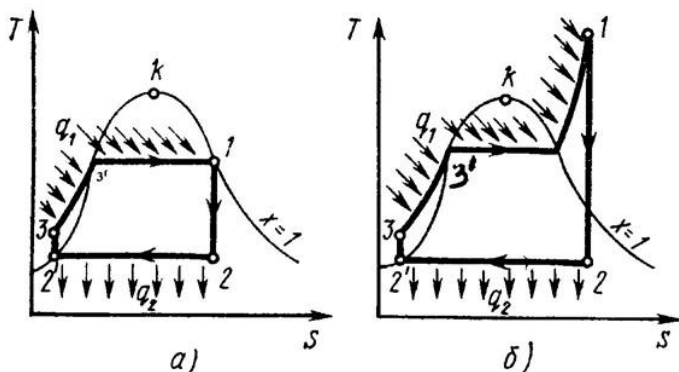


Рисунок 7.2 – Цикл Ренкіна:
 а) на насиченій парі; б) на перегрітій парі

7.2 Цикли двигунів внутрішнього згорання (ДВЗ)

Цикли поршневих двигунів внутрішнього згорання поділяють на три групи:

- із підведенням теплоти за постійного обсягу (карбюраторні ДВЗ);
- із підведенням теплоти за постійного тиску (компресорні дизелі);
- зі зміщеним підведенням теплоти за постійного обсягу (безкомпресорні дизелі).

Основні параметри кожного циклу теплового двигуна – такі безрозмірні величини:

1) ступінь стиснення (відношення питомих обсягів робочого тіла на початку й укінці стиснення):

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}; \quad (7.6)$$

2) ступінь підвищення тиску (відношення тисків укінці та на початку ізохорного процесу підведення теплоти):

$$\lambda = \frac{P_3}{P_2}; \quad (7.7)$$

3) ступінь попереднього або ізобарного розширення (відношення питомих обсягів укінці й на початку ізохорного процесу підведення теплоти):

$$\varepsilon = \frac{v_3}{v_2}. \quad (7.8)$$

Розглянемо цикл ДВЗ із підведенням теплоти за постійного обсягу на прикладі чотиритактного двигуна.

Діаграма реального двигуна зображена на рисунку 7.3.

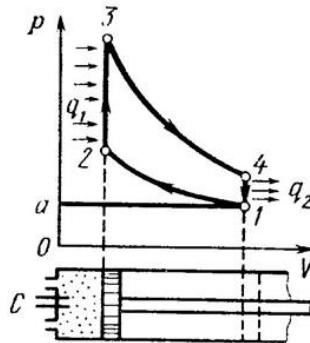


Рисунок 7.3 – Цикл двигуна внутрішнього згоряння з підведенням теплоти за постійного обсягу

а–1 (1-й такт) – у циліндр через усмоктувальний клапан надходить суміш повітря й парів пального (нетермодинамічний процес);

1–2 (2-й такт) – адіабатне стиснення (підвищується температура);

2–3 – згоряння горючої суміші, тиск швидко зростає за постійного обсягу (підведення теплоти q_1);

3–4 (3-й такт) – адіабатне розширення (робочий процес, відбувається корисна робота);

4–а – відкривається вихлопний клапан і відпрацьовані гази залишають циліндр, тиск циліндра падає (відведення теплоти q_2).

1–а (4-й такт) – виштовхування газів, що залишилися в циліндрі.

Потім процес повторюється.

Описаний процес незворотний (наявність тертя, хімічної реакції в робочому тілі, кінцеві швидкості поршня, теплообмін за кінцевої різниці температур і т. д.).

Для аналізування теорії теплових машин термодинаміка розглядає ідеальні зворотні цикли. Діаграма ідеального процесу двигуна внутрішнього згоряння зображена на рисунку 7.4.

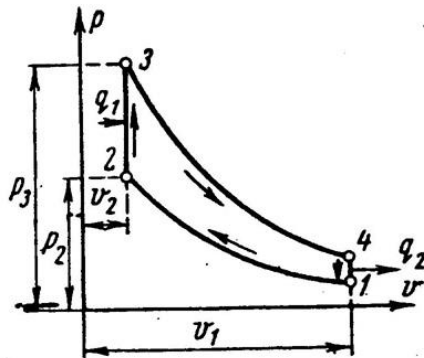


Рисунок 7.4 – Ідеальний цикл двигуна внутрішнього згоряння

Із цієї діаграми виведена формула для термічного к. к. д. циклу з підведенням теплоти за постійного обсягу:

$$\eta_t = \frac{1}{\varepsilon^\gamma}, \quad (7.9)$$

де ε – ступінь стиснення (основний показник роботи двигуна. Чим вищий ε , тим вища економічність ДВЗ);

γ – показник адіабати.

Діаграма ідеального циклу ДВЗ зі змішаним підведенням теплоти за постійного обсягу (безкомпресорних дизелів) наведена на рисунку 7.5.

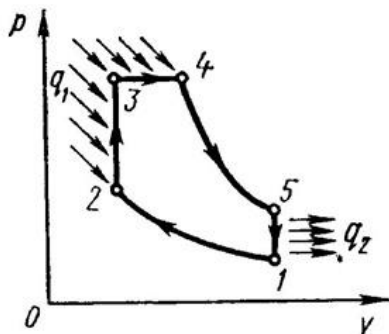


Рисунок 7.5 – Цикл двигуна внутрішнього згорання зі змішаним підведенням теплоти

1–2 – чисте повітря з температурою T_1 стискається до температури T_2 , більшої за температуру займання палива. У цей момент у циліндр через форсунки під тиском упорскується паливо.

2–3 – горюча суміш самозаймається й до робочого тіла підводиться тепло q_1' , тиск підвищується до P_3 .

3–4 – поршень переміщається назад, надходження та згорання палива триває під постійним тиском і за підведення теплоти q_1'' .

4–5 – поршень продовжує переміщатися в нижню мертву точку, тиск падає (адіабатне розширення);

5–1 – процес відведення теплоти q_2 за постійного обсягу (через випускний клапан виштовхуються відпрацьовані гази).

Термічний к. к. д. циклу визначають за формулою:

$$\eta_t = \frac{\lambda - (\lambda \cdot p^y - 1)}{\varepsilon^{y-1} \cdot [(\lambda - 1) + y \cdot \lambda \cdot (p - 1)]} \quad (7.10)$$

Двигуни з підведенням теплоти під постійним тиском широко не застосовують через дуже великий коефіцієнт стиснення.

7.3 Цикли газотурбінних установок (ГТУ)

Основні недоліки поршневих двигунів внутрішнього згоряння – обмеженість їх потужності й неможливість адіабатного розширення робочого тіла до атмосферного тиску. Робочі тіла ГТУ – продукти згоряння рідкого або газоподібного палива.

На рисунку 7.6 зображена схема найпростішої газотурбінної установки зі згорянням палива під постійним тиском. Паливним насосом (5) і компресором (4) паливо й повітря через форсунки (6) та (7) надходять у камеру згоряння (1). Із камери продукти згоряння спрямовуються в комбіновані сопла (2), у яких вони розширюються, а потім надходять на лопатки газової турбіни (3).

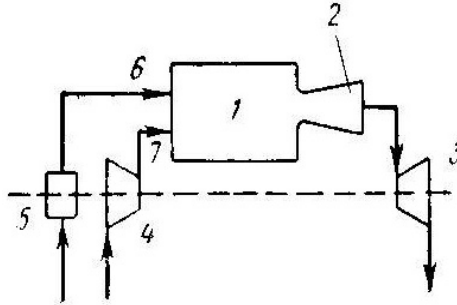


Рисунок 7.6 – Схема ГТУ

На рисунку 7.7 зображені PV- і TS-діаграма ідеальних циклів ГТУ.

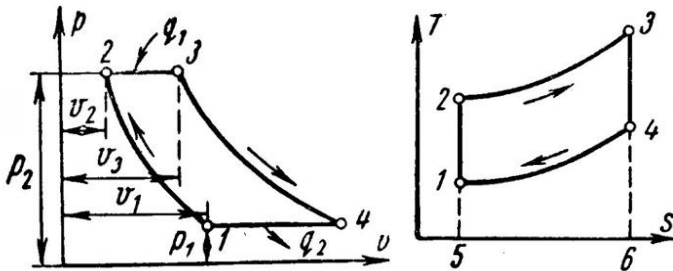


Рисунок 7.7 – Ідеальні цикли ГТУ

1–2 – адіабатне стиснення до тиску P_2 ;
 2–3 – підведення теплоти q_1 під постійним тиском P_2
 (згоряння палива);
 3–4 – адіабатне розширення до початкового тиску P_1 ;
 4–1 – охолодження робочого тіла під постійним тиском
 P_1 (відведення теплоти q_2).

Характеристики циклу:

- 1) ступінь підвищення тиску – $\lambda = \frac{P_2}{P_1}$;
- 2) ступінь ізобарного розширення – $\rho = \frac{v_3}{v_2}$.

Робота турбіни:

$$l_T = h_3 - h_4. \quad (7.11)$$

Робота компресора:

$$l_K = h_2 - h_1. \quad (7.12)$$

Корисна робота ГТУ дорівнює різниці робіт турбіни й компресора:

$$L_{ГТУ} = l_T - l_K. \quad (7.13)$$

Термічний к. к. д. циклу ГТУ:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\lambda^{\frac{1}{\gamma}} \rho^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}. \quad (7.14)$$

Теоретична потужність газової турбіни, компресора й установки (ГТУ):

$$N_T = 1_T \cdot \frac{D}{3600} = (h_3 - h_4) \cdot \frac{D}{3600}; \quad (7.15)$$

$$N_K = 1_K \cdot \frac{D}{3600} = (h_2 - h_1) \cdot \frac{D}{3600}; \quad (7.16)$$

$$N_{ГТУ} = 1_{ГТУ} \cdot \frac{D}{3600} = [(h_3 - h_4) \cdot (h_2 - h_1)] \cdot \frac{D}{3600}. \quad (7.17)$$

Дійсний цикл ГТУ відрізняється від теоретичного наявністю втрат на тертя й вихростворювання в турбіні та компресорі. Ефективні методи підвищення економності газотурбінних установок – регенерування теплоти, ступеневі стискання й розширення робочого тіла та ін.

РОЗДІЛ 2

ОСНОВИ ТЕОРІЇ ТЕПЛООБМІНУ

Тема 8 Основні поняття та визначення

Теорія теплообміну вивчає процеси поширення теплоти у твердих, рідких і газоподібних тілах. Виділяють три способи передавання теплоти:

- теплопровідністю;
- конвекцією;
- випромінюванням (радіацією).

Передавання теплоти теплопровідністю відбувається під час безпосереднього контактування тіл або часток тіл із різними температурами. Це молекулярний процес передавання теплоти. Упродовж нагрівання тіла кінетична енергія його молекул зростає й частки більш нагрітої частини тіла, стикаючись із сусідніми молекулами, віддають їм частину своєї кінетичної енергії.

Конвекція – це перенесення теплоти впродовж переміщення й перемішування всієї маси нерівномірно нагрітих рідин або газу. Водночас перенесення теплоти прямопропорційно залежить від швидкості руху рідини чи газу. Цей вид передавання теплоти завжди супроводжується теплопровідністю. Одночасне перенесення теплоти конвекцією та теплопровідністю називають *конвективним теплообміном*.

В інженерних розрахунках часто визначають конвективний теплообмін між потоками рідини або газу й поверхнею твердого тіла. Цей процес конвективного теплообміну називають конвективним тепловіддаванням або просто тепловіддаванням.

Процес передавання теплоти внутрішньої енергії тіла у формі електромагнітних хвиль називають випромінюванням (радіацією). У такому процесі три стадії: перетворення частини внутрішньої енергії одного з тіл на енергію електромагнітних хвиль, поширення е/м хвиль у просторі, поглинання енергії

випромінювання іншим тілом. Спільний теплообмін випромінюванням і теплопровідністю називають радіаційно-кондуктивним теплообміном.

Сукупність усіх трьох стадій теплообміну називають складним теплообміном.

Теплообмін може відбуватися в різних середовищах: чистих речовинах і різних сумішах, зі змінюванням та без змінювання агрегатного стану робочих середовищ і т. д. Залежно від цього теплообмін протікає по-різному, тому його описують різними рівняннями.

Процес перенесення теплоти може супроводжуватися перенесенням речовини (масообмін). Наприклад, випаровування води в повітря, рух рідин чи газів у трубопроводах і т. д. Годі теплообмін ускладнюється, тому що теплота додатково переноситься з масою рухомої речовини.

Тема 9 Теплопровідність

9.1 Температурне поле. Рівняння теплопровідності

Розглянемо лише однорідні й ізотропні тіла, тобто такі, що мають однакові фізичні властивості в усіх напрямках. Упродовж передавання теплоти у твердому тілі температура тіла змінюватиметься в усьому об'ємі тіла відповідно до часу. Сукупність значень температури в конкретний момент часу для всіх точок досліджуваного простору називають *температурним полем*:

$$t = f(x, y, z, \tau), \quad (9.1)$$

де t – температура тіла;

x, y, z – координати точки;

τ – час.

Таке температурне поле нестационарне: $\frac{\partial t}{\partial t} \neq 0$, тобто відповідає несталому тепловому режиму теплопровідності.

Якщо температура тіла – функція лише координат і не змінюється з часом, температурне поле називають стаціонарним:

$$t = f(x, y, z); \quad \frac{\partial t}{\partial t} = 0. \quad (9.2)$$

Рівняння двовимірного температурного поля:

1) для нестационарного режиму:

$$t = f(x, y, \tau); \quad \frac{\partial t}{\partial z} = 0; \quad (9.3)$$

2) для стаціонарного режиму:

$$t = f(x, y); \quad \frac{\partial t}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial t}{\partial t} = 0. \quad (9.4)$$

Рівняння одновимірного температурного поля:

1) для нестационарного режиму:

$$t = f(x, \tau); \quad \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial t}{\partial t} \neq 0; \quad (9.5)$$

2) для стаціонарного режиму:

$$t = f(x); \quad \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial t}{\partial t} = 0. \quad (9.6)$$

Ізотермічною поверхнею називають поверхню тіла з однаковими температурами.

Розглянемо дві ізотермічні поверхні (рис. 9.1) із температурами t і $t + \Delta t$. *Градiєнт температури* – межа відношення зміни температури Δt_k відстані між ізотермами по нормалі Δn , що прямує до нуля:

$$\text{grad}t = |\text{grad}t| = \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \left[\frac{\Delta t}{\Delta n} \right] = \frac{\partial t}{\partial n}, \quad (9.7)$$

де n_0 – єдиний вектор.

Кількість теплоти, що проходить через ізотермічну поверхню F за одиницю часу, називають *тепловим потоком* Q ($\text{Вт} = \frac{\text{Дж}}{\text{с}}$).

Тепловий потік, що проходить через одиницю площі, називають *щільністю теплового потоку* ($q = \frac{Q}{F}$), $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$.

Для твердого тіла рівняння теплопровідності відповідає закону Фур'є: *тепловий потік, що передається теплопровідністю, пропорційний градієнту температури й площі перетину, перпендикулярного напрямку теплового потоку:*

$$Q = -\lambda \cdot F \cdot \frac{\partial t}{\partial n} \quad (9.8)$$

або

$$q = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} \cdot n_o n_o = -\lambda \cdot \text{grad} t, \quad (9.9)$$

де q – вектор щільності теплового потоку;

λ – коефіцієнт теплопровідності ($\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$).

Чисельне значення вектора щільності теплового потоку дорівнює:

$$q = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} = -\lambda \cdot |\text{grad} t|, \quad (9.10)$$

де $|\text{grad} t|$ — модуль вектора градієнта температури.

Коефіцієнт теплопровідності – фізичний параметр речовини, що характеризує здатність тіла проводити теплоту. Він залежить від роду речовини, тиску й температури. Також на його величину впливає вологість речовини. Для більшості речовин коефіцієнт теплопровідності визначають дослідно, а для технічних розрахунків беруть із довідкової літератури.

9.2 Стаціонарна теплопровідність через плоску стінку

Однорідна плоска стінка (рис. 9.2.).

Температури поверхонь стінки – t_{cr1} і t_{cr2} .

Щільність теплового потоку:

$$q = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial y} = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial x} = -\lambda \cdot \frac{t_{cr2} - t_{cr1}}{x_{cr2} - x_{cr1}};$$

або

$$q = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial y} = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial x} = -\lambda \cdot \frac{t_{cr2} - t_{cr1}}{x_{cr2} - x_{cr1}} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x}, \quad (9.13)$$

де Δt – температурний напір;

Δx – товщина стінки.

Тоді

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_{cr1} - t_{cr2}) = \frac{\lambda}{\delta} \cdot \Delta t. \quad (9.14)$$

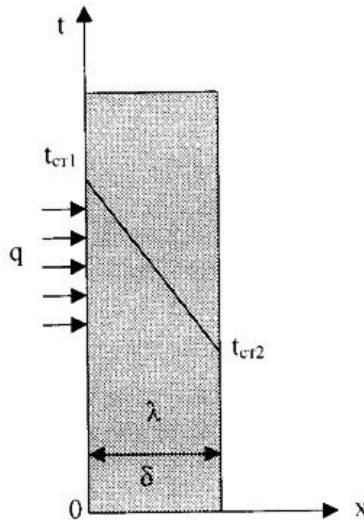


Рисунок 9.2 – Однорідна плоска стінка

Якщо $R = \frac{\lambda}{\delta}$ – термічний опір теплопровідності стінки $\left(\frac{\text{м}^2 \cdot \text{К}}{\text{Вт}}\right)$, то щільність теплового потоку:

$$q = \frac{t_{\text{сr1}} - t_{\text{сr2}}}{R}. \quad (9.15)$$

Загальну кількість теплоти, що передається через поверхню F за час τ , визначають:

$$Q = q \cdot F \cdot \tau = \frac{t_{\text{сr1}} - t_{\text{сr2}}}{R \cdot F \cdot \tau}. \quad (9.16)$$

Температуру тіла в точці з координатою x розраховують за формулою:

$$t_x = \frac{t_{\text{сr1}} - (t_{\text{сr1}} - t_{\text{сr2}}) \cdot x}{\delta}. \quad (9.17)$$

Розглянемо *тришарову стінку* (рис. 9.3): $t_{\text{сr1}}$, $t_{\text{сr2}}$ – температура зовнішніх поверхонь стінок; λ_1 , λ_2 , λ_3 , – коефіцієнти теплопровідності шарів; δ_1 , δ_2 , δ_3 – товщина шарів.

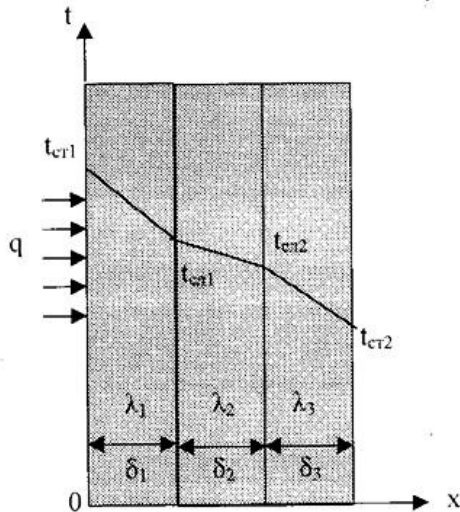


Рисунок 9.3 – Багатошарова плоска стінка

Щільності теплових потоків через кожний шар стінки:

$$q = \frac{\lambda_1}{\delta_1 \cdot (t_{ст1} - t_{ш1})}; \quad (9.18)$$

$$q = \frac{\lambda_2}{\delta_2 \cdot (t_{ст1} - t_{ш2})}; \quad (9.19)$$

$$q = \frac{\lambda_3}{\delta_3 \cdot (t_{ст2} - t_{ш2})}; \quad (9.20)$$

Розв'язавши ці рівняння, одержуємо:

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}} = \frac{t_{ст1} - t_{ст4}}{R_0}, \quad (9.21)$$

де $R_0 = \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}$ – загальний термічний опір теплопровідності багат шарової стінки.

Температуру шарів визначають за такими формулами:

$$t_{ш1} = t_{ст1} - q \cdot \frac{\delta_1}{\lambda_1}; \quad (9.22)$$

$$t_{ш2} = t_{ст1} - q \cdot \frac{\delta_2}{\lambda_2}. \quad (9.23)$$

9.3 Стаціонарна теплопровідність через циліндричну стінку

1. *Однорідна циліндрична стінка.*

Розглянемо однорідний одношаровий циліндр довжиною l , внутрішнім діаметром d_1 і зовнішнім діаметром d_2 (рис. 9.4).

Температури поверхонь стінки – $t_{ст1}$ і $t_{ст2}$.

Рівняння теплопровідності за законом Фур'є в циліндричних координатах:

$$Q = -\lambda \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot l \cdot \frac{\partial t}{r} \quad (9.24)$$

або

$$Q = 2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot l, \quad (9.25)$$

де $\Delta t = t_{ст1} - t_{ст2}$ – температурний напір;
 λ – коефіцієнт теплопровідності стінки.

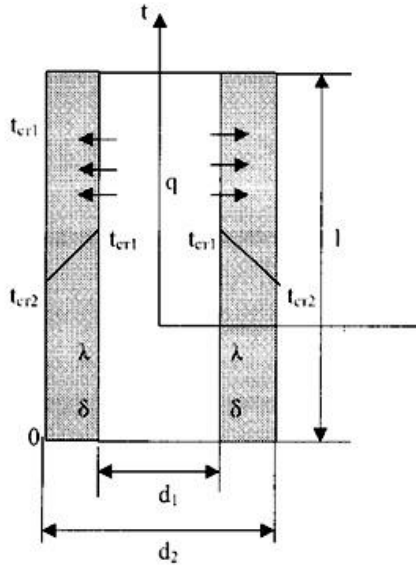


Рисунок 9.4 – Одношарова циліндрична стінка

Для циліндричних поверхонь уводять поняття «теплового потоку одиниці довжини циліндричної поверхні» (лінійної щільності теплового потоку), для якої розрахункова формула набирає вигляду:

$$q_1 = \frac{Q}{l} = 2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot \frac{\Delta t}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{м}} \right). \quad (9.26)$$

Температура тіла всередині стінки з координатою dx :

$$t_x = t_{cr1} - (t_{cr1} - t_{cr2}) \cdot \frac{\ln \frac{d_x}{d_1}}{\ln \frac{d_2}{d_1}}. \quad (9.27)$$

2. Багатошарова циліндрична стінка.

Припустимо, циліндрична стінка має три щільно прилеглі шари (рис. 9.5).

Температура внутрішньої поверхні стінки – t_{cr1} , температура зовнішньої поверхні стінки – t_{cr2} , коефіцієнти теплопровідності шарів – $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, діаметри шарів – d_1, d_2, d_3, d_4 .

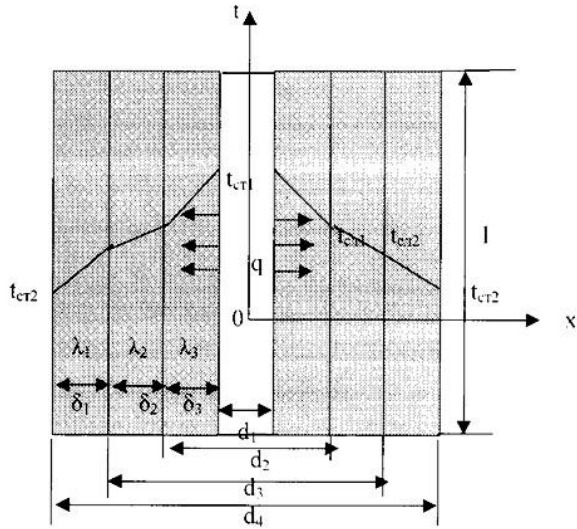


Рисунок 9.5 – Багатошарова циліндрична стінка

Теплові потоки для шарів:

$$\frac{t_{cr} - E_{cr}}{\frac{bn \frac{d_1}{\lambda_1}}{\lambda_1}}$$

1-го шару:

$$Q = 2 \cdot \pi \cdot \lambda_1 \cdot l \cdot \frac{t_{cr1} - t_{ш1}}{\ln \frac{d_2}{d_1}}; \quad (9.28)$$

2-го шару:

$$Q = 2 \cdot \pi \cdot \lambda_2 \cdot l \cdot \frac{t_{cr1} - t_{ш2}}{\ln \frac{d_3}{d_2}}; \quad (9.29)$$

3-го шару:

$$Q = 2 \cdot \pi \cdot \lambda_3 \cdot l \cdot \frac{t_{cr2} - t_{ш2}}{\ln \frac{d_4}{d_3}}. \quad (9.30)$$

Розв'язуючи рівняння, одержуємо формулу для теплового потоку через багат шарову стінку:

$$Q = 2 \cdot \pi \cdot l \cdot \frac{t_{cr1} - t_{cr2}}{\frac{\ln \frac{d_2}{d_1}}{\lambda_1} + \frac{\ln \frac{d_3}{d_2}}{\lambda_2} + \frac{\ln \frac{d_4}{d_3}}{\lambda_3}} \quad (9.31)$$

Для лінійної щільності теплового потоку маємо:

$$q_1 = \frac{Q}{l} = 2 \cdot \pi \cdot \frac{t_{cr1} - t_{cr2}}{\frac{\ln \frac{d_2}{d_1}}{\lambda_1} + \frac{\ln \frac{d_3}{d_2}}{\lambda_2} + \frac{\ln \frac{d_4}{d_3}}{\lambda_3}} \quad (9.32)$$

Температуру між шарами знаходимо з таких рівнянь:

$$t_{ш1} = \frac{t_{cr1} - q_1 \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_1}; \quad (9.33)$$

$$t_{ш2} = \frac{t_{cr1} - q_1 \cdot \ln \frac{d_3}{d_2}}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_1}. \quad (9.34)$$

9.4 Стаціонарна теплопровідність через кульову стінку

Уявімо порожнисту кулю (рис. 9.6) із внутрішнім діаметром d_1 , зовнішнім діаметр d_2 , температурою внутрішньої поверхні стінки t_{cr1} , температурою зовнішньої поверхні стінки t_{cr2} , коефіцієнтом теплопровідності стінки λ .

Рівняння теплопровідності за законом Фур'є у сферичних координатах:

$$Q = -\lambda \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \frac{\partial t}{\partial r} \quad (9.35)$$

або

$$Q = 4 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot \frac{\Delta t}{\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}} = 2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot \frac{\Delta t}{\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}} =$$

$$= 2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot d_1 \cdot d_2 \cdot \frac{\Delta t}{\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}} = \pi \cdot \lambda \cdot d_1 \cdot d_2 \cdot \frac{\Delta t}{\delta}, \quad (9.36)$$

де $\Delta t = t_{cr1} - t_{cr2}$ – температурний напір;
 δ – товщина стінки.

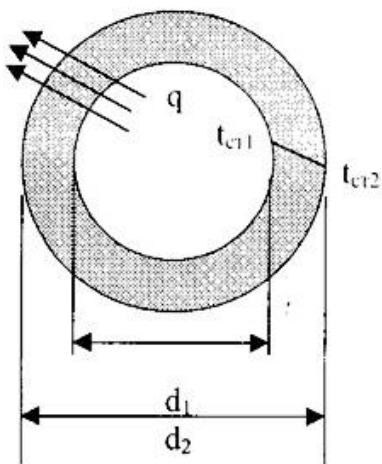


Рисунок 9.6 – Однорідна шарова стінка

Тема 10 Конвективний теплообмін

10.1 Фактори, що впливають на конвективний теплообмін

Конвективний теплообмін – одночасне перенесення теплоти конвекцією й теплопровідністю.

Основні факторами, що впливають на процес тепловіддавання:

1) природа виникнення руху рідини вздовж поверхні стінки.

Мимовільний рух рідини (газу) в поле тяжіння, зумовлений різницею щільності її гарячих і холодних шарів, називають *вільним рухом (природною конвекцією)*.

Рух унаслідок різниці тисків, створених насосом, вентилятором та іншими пристроями, називають *вимушеним (вимушеною конвекцією)*;

2) режим руху рідини.

Упорядкований, шаровий, спокійний, без пульсацій рух називають *ламінарним*, а безладний, хаотичний, вихровий – *турбулентним*;

3) фізичні властивості рідин і газів.

Значно впливають на конвективний теплообмін такі фізичні параметри: коефіцієнт теплопровідності (λ), питома теплоємність (c), щільність (ρ), коефіцієнт температуропровідності ($a = \frac{\lambda}{c\rho \cdot p}$), коефіцієнт динамічної в'язкості (μ) або кінематичної в'язкості ($\nu = \frac{\mu}{\rho}$), температурний коефіцієнт об'ємного розширення ($\beta = \frac{1}{T}$);

4) форма (плоска, циліндрична), розміри та положення поверхні (горизонтальна, вертикальна).

10.2 Закон Ньютона – Ріхмана

Процес теплообміну між поверхнею тіла й середовищем описують законом Ньютона – Ріхмана, згідно з яким кількість теплоти конвективного теплообміну прямо пропорційна різниці температур поверхні тіла ($t_{ст}$) і довкілля ($t_{ж}$):

$$Q = \alpha \cdot (t_{ст} - t_{ж}) \cdot F \quad (10.1)$$

або

$$q = \alpha \cdot (t_{ст} - t_{ж}), \quad (10.2)$$

де коефіцієнт тепловіддавання $\left(\frac{Вт}{м^2 \cdot К}\right)$ характеризує інтенсивність теплообмінювання між поверхнею тіла й довкіллям.

Фактори, що впливають на процес конвективного теплообмінювання, становлять цей коефіцієнт тепловіддавання.

Він є функцією цих параметрів. Можна записати цю залежність таким рівнянням:

$$\alpha = f_1 (X; \Phi; l_0; x_c; y_c; z_c; w_0; \theta; \lambda; a; c_p; \rho; \nu; \beta), \quad (10.3)$$

де X – рух середовища (вільний, вимушений);

Φ – форма поверхні;

l_0 – характерний розмір поверхні (довжина, висота, діаметр і т. д.);

x_c, y_c, z_c – координати;

w_0 – швидкість середовища (рідина, газу);

$\theta = (t_{ст} - t_{ж})$ – температурний напір;

λ – коефіцієнт теплопровідності середовища;

a – коефіцієнт температуропровідності середовища;

c_p – ізобарна питома теплоємність середовища;

ρ – щільність середовища;

ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості середовища;

β – температурний коефіцієнт об'ємного розширення середовища

Відповідно до рівняння (10.3) коефіцієнт тепловіддавання – величина складна. Для її визначення неможливо вивести загальної формули, тому застосовують експериментальний метод дослідження.

Переваги експериментального методу: достовірність одержаних результатів; основну увагу можна зосередити на вивченні величин із найбільшим практичним інтересом.

Основний недолік такого методу – результати експерименту неправильні щодо інших явищ, що деталями відрізняються від вивченого. Тому висновки, що базуються на результатах аналізування такого експериментального дослідження, не допускають їх поширення на інші явища. Отже, для експериментального методу дослідження кожний конкретний приклад повинен бути окремим об'єктом вивчення.

10.3 Короткі відомості з теорії подібності

Для аналітичного методу дослідження конвективного теплообміну потрібно вирішити систему диференціальних рівнянь:

- 1) рівняння енергії (закону збереження енергії);
- 2) рівняння руху (імпульсу);
- 3) рівняння нерозривності (закону збереження маси);
- 4) рівняння теплообміну (умови теплообміну на межі твердого тіла й середовища).

Розв'язання цих диференціальних рівнянь – складне й трудомістке завдання, виконання якого можливе лише для обмежених простих зразків. Тому для дослідження конвективного теплообміну застосовують метод теорії подібності.

Теорія подібності – наука про подібні явища. Подібними називаються фізичні явища, якісно однакові за формою та змістом, тобто одної фізичної природи, що розвиваються внаслідок дії однакових сил. Їх описують однаковими за формою диференціальними рівняннями й граничними умовами.

Обов'язкова умова подібності фізичних явищ – геометрична подібність систем, у яких вони відбуваються. Два фізичні явища подібні лише тоді, коли подібні всі величини, що характеризують їх.

Для всіх подібних систем визначені безрозмірні комплекси величин, що називають *критеріями подібності*.

Основні положення теорії подібності формулюють трьома теоремами подібності:

- 1) подібні явища мають однакові критерії подібності;
- 2) будь-яку залежність між змінними, що характеризує будь-які явища, можна записати як залежність між критеріями подібності, вираженими цими змінними, – критеріальне рівняння.
- 3) два явища подібні, якщо мають подібні умови однозначності й чисельно однакові критерії подібності.

Умови однозначності :

- геометрична подібність систем;
- однакові диференціальні рівняння;
- єдине розв'язання рівняння за заданих граничних умов;
- відомі чисельні значення коефіцієнтів і фізичних параметрів.

10.4 Критеріальні рівняння конвективного теплообміну

Використовуючи теорію подібності, із системи диференціальних рівнянь (10.4), (10.9), (10.10) та (10.11) можна одержати рівняння тепловіддавання (10.3) для конвективного теплообміну без внутрішніх джерел тепла в такій критеріальній формі:

$$Nu = f_2(X; \Phi; X_0; Y_0; Z_0; Re; Gr; Pr), \quad (10.12)$$

де X_0, Y_0, Z_0 – безрозмірні координати;

$Nu = a \cdot \frac{l_0}{\lambda}$ – критерій Нуссельта (безрозмірний коефіцієнт тепловіддавання), що характеризує теплообмін між поверхнею стінки й рідиною (газом);

$Re = \frac{w \cdot l_0}{\nu}$ – критерій Рейнольдса, що характеризує співвідношення сил інерції та в'язкості, визначає характер перебігу рідини (газу);

$Gr = \frac{\beta \cdot g \cdot l_1^3 \cdot \Delta t}{\nu^2}$ – критерій Грасгофа, що характеризує підйомну силу в рідині (газі) внаслідок різниці щільності;

$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda}$ – критерій Прандтля, що характеризує фізичні властивості рідини (газу);

l_0 – визначальний розмір (довжина, висота, діаметр).

10.5 Розрахункові формули конвективного теплообміну

Наведемо певні основні розрахункові формули конвективного теплообміну (академіка М. А. Міхеєва) для середніх значень коефіцієнтів тепловіддавання для поверхні стінки.

1. *Вільна конвекція в необмеженому просторі:*

а) горизонтальна труба діаметром d за $10^3 < (GrPr)_{жд} < 10^8$:

$$Nu_{жд\ ср} = 0,5 \cdot (Gr_{жд} \cdot Gr_{ж})^{0,25} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}}\right)^{0,25}. \quad (10.13)$$

б) вертикальна труба й пластина:

1) ламінарний плин – $10^3 < (Gr \cdot Pr)_{ж} < 10^9$:

$$Nu_{жд\ ср} = 0,75 \cdot (Gr_{жд} \cdot Gr_{ж})^{0,25} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}}\right)^{0,25}; \quad (10.14)$$

2) турбулентний плин – $(Gr \cdot Pr)_{ж} > 10^9$:

$$Nu_{жд\ ср} = 0,15 \cdot (Gr_{жд} \cdot Gr_{ж})^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}}\right)^{0,33}. \quad (10.15)$$

Тут значення $Gr_{жд}$ і $Pr_{ж}$ беруть за температури рідини (газу), а $Pr_{ст}$ – за температури поверхні стінки.

Для повітря $\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} = 1$, формули (10.13)–(10.15) спрощують.

2. *Вимушена конвекція.*

Режим течії визначають за величиною Re :

а) перебіг рідини в гладких трубах круглого перетину:

1) ламінарний плин – $Re < 2\ 100$:

$$Nu_{жд\ ср} = 0,15 \cdot Re_{жд}^{0,33} \cdot Pr_{жд}^{0,33} \cdot (Gr_{жд} \cdot Gr_{ж})^{0,1} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}}\right)^{0,25} \cdot \varepsilon_1, \quad (10.16)$$

де ε_1 – коефіцієнт, що враховує зміну середнього коефіцієнта тепловіддавання відповідно до довжини труби й залежить від

відношення довжини труби до її діаметра $\frac{l}{d}$. Значення цього коефіцієнта містить таблиця 10.1;

Таблиця 10.1 – Значення ϵ_1 під час ламінарного режиму

$\frac{l}{d}$	1	2	5	10	15	20	30	40	50
ϵ_1	1,9	1,7	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1

2) перехідний режим – $2 \cdot 10^3 < Re < 10^4$:

$$Nu_{\text{жд ср}} = 0,021 \cdot Re_{\text{жд}}^{0,8} \cdot Pr_{\text{жд}}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{ст}}}\right)^{0,25} \cdot \epsilon_1; \quad (10.17)$$

Таблиця 10.3 – Значення ϵ_1 під час турбулентного режиму

$\frac{l}{d}$	$Re = 2 \cdot 10^3$	$Re = 2 \cdot 10^4$	$Re = 2 \cdot 10^5$
1	1,9	1,51	1,28
2	1,70	1,40	1,22
5	1,44	1,27	1,15
10	1,28	1,18	1,10
15	1,18	1,13	1,08
20	1,13	1,11	1,06
30	1,05	1,05	1,03
40	1,02	1,02	1,02
50	1,00	1,00	1,00

б) обтікання горизонтальної поверхні:

1) ламінарний плин – $Re < 4 \cdot 10^4$:

$$Nu_{\text{жд ср}} = 0,66 \cdot Re_{\text{жд}}^{0,33} \cdot Pr_{\text{жд}}^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{ст}}}\right)^{0,25}; \quad (10.18)$$

2) турбулентний плин – $Re > 4 \cdot 10^4$:

$$Nu_{\text{жд ср}} = 0,037 \cdot Re_{\text{жд}}^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{ст}}}\right)^{0,25}; \quad (10.19)$$

в) поперечне обтікання одиночної труби (кут атаки $\varphi = 90^\circ$):

$$1) \text{ за } Re_{\text{жд}} = 5 - 10^3$$

$$Nu_{\text{жд ср}} = 0,57 \cdot Re_{\text{жд}}^{0,5} \cdot Pr_{\text{жд}}^{0,38} \cdot \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{ст}}}\right)^{0,25}; \quad (10.20)$$

$$2) \text{ за } Re_{\text{жд}} = 10^3 - 2 \cdot 10^5$$

$$Nu_{\text{жд ср}} = 0,25 \cdot Re_{\text{ж}}^{0,6} \cdot Pr_{\text{жд}}^{0,38} \cdot \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{ст}}}\right)^{0,25}. \quad (10.21)$$

Тема 11 Теплове випромінювання

11.1 Загальні відомості про теплове випромінювання

Промениста енергія виникає з енергії інших видів у результаті складних молекулярних і внутрішньоатомних процесів. Природа всіх променів однакова. Вони поширюють у просторі електромагнітні хвилі. Джерело теплового випромінювання – внутрішня енергія нагрітого тіла. Кількість променевої енергії насамперед залежить від фізичних властивостей та температури випромінювального тіла. Електромагнітні хвилі відрізняються довжинами хвиль.

Залежно від довжини хвилі λ промені мають різні властивості. Найменша довжина хвилі в космічних променів – $\lambda = 0,1-10^\circ$ (де $^\circ\text{A}$ – ангстрем, одиниця довжини; $1^\circ\text{A} = 10^{-10}$ м). Гамма-промені радіоактивних речовин мають довжину хвилі до 10°A ; рентгенівські промені – $\lambda = 10-200^\circ\text{A}$; ультрафіолетові промені – $\lambda = 200^\circ-0,4$ мк (мк – мікрон, 1 мк = $0,001$ мм), світлові промені – $\lambda = 0,4-0,8$ мк, інфрачервоні або теплові промені – $\lambda = 0,8-400$ мк, радіо чи електромагнітні промені –

$\lambda > 400$ мк. З усіх променів найбільший інтерес для теплопередавання становлять теплові промені з $\lambda = 0,8\text{--}40$ мк.

Радіація властива всім тілам, і кожне з них випромінює та поглинає енергію безперервно, якщо його температура не дорівнює 0°K . За однакових або різних температур між тілами, розміщеними як завгодно в просторі, відбувається безперервний промінневий теплообмін.

За температурної рівноваги тіл кількість відданої променевої енергії дорівнює кількості поглинутої променевої енергії. Спектр випромінювання більшості твердих і рідких тіл безперервний. Ці тіла випускають промені всіх довжин хвиль (від малих до великих).

Спектр випромінювання газів має лінійний характер. Гази випромінюють хвилі не всіх довжин. Таке випромінювання називають селективним (вибірковим). Випромінювання газів об'ємне.

Сумарне випромінювання з поверхні тіла в усіх напрямках напівсферичного простору й усіма довжинами хвиль спектра називають *інтегральним* або *повним променистим потоком* (Q).

Інтегральний променистий потік, що випромінює одиниця поверхні в усіх напрямках, називають *випромінювальною здатністю тіла* й позначають E .

$$E = \frac{dQ}{dF} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right), \quad (11.1)$$

де dQ – елементарний променистий потік, що випускає елемент поверхні dF .

Кожне тіло здатне не лише випромінювати, а й відбивати, поглинати й пропускати через себе промені іншого тіла. Якщо позначити загальну кількість променевої енергії, що падає на тіло, Q , частину енергії, що дорівнює A , тіло поглине, частину, рівну R , відіб'є, а частина, рівна D , пройде крізь тіло. Отже,

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D \quad (11.2)$$

або

$$A + R + D = 1. \quad (11.3)$$

Величину A називають *коефіцієнтом поглинання*. Це відношення поглинутої променевої енергії до всієї променевої енергії, що падає на тіло. Величина R – *коефіцієнт відображення* – відношення відбитої променистої енергії до всієї падаючої. Величину D називають *коефіцієнтом проникності*. D – відношення променевої енергії, пройденої крізь тіло, до всієї променевої енергії, падаючої на тіло. Більшість твердих тіл майже не пропускають крізь себе променистої енергії: $A + R = 1$.

Якщо поверхня поглинає всі падаючі на неї промені ($A = 1$, $R = 0$ і $D = 0$), таку поверхню називають абсолютно чорною, а якщо поверхня відбиває повністю всі падаючі на неї промені – абсолютно білою ($R = 1$, $A = 0$, $D = 0$). Якщо тіло абсолютно проникне для теплових променів, $D = 1$, $R = 0$ та $A = 0$. У природі абсолютно чорних, білих і прозорих тіл не існує, проте знання про них дуже важливі для порівняння з реальними поверхнями.

Кварц для теплових променів непрозорий, а для світлових і ультрафіолетових навпаки. Кам'яна сіль прозора для теплових променів та непрозора для ультрафіолетових. Віконне скло прозоре для світлових променів, а для ультрафіолетових і теплових майже ні. Біла поверхня (тканина, фарба) добре відбиває лише видимі промені, а теплові поглинає так само добре, як і темна. Таким чином, властивість тіл поглинати або відбивати теплові промені передусім залежить від стану поверхні, а не від її кольору.

Якщо поверхня відбиває промені під кутом, під яким вони падають на неї, таку поверхню називають дзеркальною. Якщо падаючий промінь під час відображення розщеплюється на безліч променів у різних напрямках, таке відображення називають дифузним (наприклад, поверхня крейди).

Для дослідження променистих потоків велике значення має розподіл променевої енергії від абсолютно чорного тіла окремими довжинами хвиль спектра. Кожній довжині хвилі променів за конкретної температури відповідає певна інтенсивність випромінювання $I_{s\lambda}$. Інтенсивність випромінювання або спектральна (монохроматична) інтенсивність – щільність променевого потоку тіла для довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$, що належить до розглянутого інтервалу довжин хвиль $d\lambda$.

$$I_{s\lambda} = \frac{dE_{s\lambda}}{d\lambda}, \quad (11.4)$$

де $I_{s\lambda}$ – спектральна інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла.

11.2 Основні закони теплового випромінювання

Закон Планка. Інтенсивності випромінювання абсолютно чорного тіла $I_{s\lambda}$ та будь-якого реального тіла I_λ залежать від температури й довжини хвиль.

Абсолютно чорне тіло за визначеної температури випускає промені всіх довжин хвиль від $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$. Якщо певним способом відокремити промені з різними довжинами хвиль один від одного й виміряти енергію кожного з них, виявиться, що розподіл енергії вздовж спектра різний.

Зі збільшенням довжини хвилі енергія променів зростає, за конкретної довжини хвиля досягає максимуму, потім зменшується. Крім того, для променя однієї й тієї самої довжини хвилі енергія збільшується зі зростанням температури тіла, що продукує промені (рис. 11.1).

Планк установив такий закон зміни інтенсивності випромінювання абсолютно чорного тіла залежно від температури й довжини хвилі:

$$I_{s\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (11.5)$$

де e – основа натуральних логарифмів;

$$c_1 = 3,74 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Вт}}{\text{М}^2};$$

$$c_2 = 1,44 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{град};$$

λ – довжина хвилі, м;

T – температура випромінювального тіла, К.

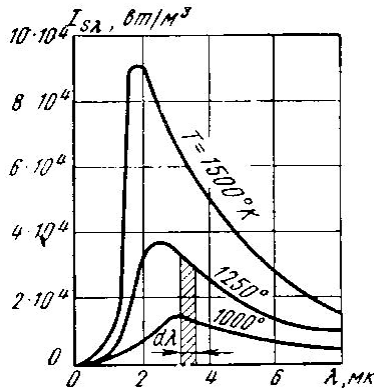


Рисунок 11.1 – Залежність випромінювання від довжини хвиль

Згідно з рисунком 11.1 для будь-якої температури інтенсивність випромінювання $I_{s\lambda}$ зростає від нуля (за $\lambda = 0$) до свого максимального значення, а потім спадає до нуля (за $\lambda = \infty$). Упродовж підвищення температури інтенсивність випромінювання для кожної довжини хвилі зростає.

Закон зміщення Віна. Крім того, на рисунку 11.1 бачимо, що максимуми кривих із підвищенням температури зміщуються до коротших хвиль. Довжину хвилі λ_{ms} , що відповідає максимальному значенню $I_{s\lambda}$, визначають законом зміщення Віна:

$$\lambda_{ms} = \frac{2,9}{T}. \quad (11.6)$$

Зі збільшенням температури λ_{ms} зменшується.

За допомогою закону зміщення Віна можна виміряти високі температури тіл на відстані, наприклад розплавлених металів, космічних тіл та ін.

Закон Стефана – Больцмана. Планк установив, що кожній довжині хвилі відповідає певна інтенсивність випромінювання, що збільшується зі зростанням температури. Тепловий потік, що випромінює одиниця поверхні абсолютно чорного тіла в інтервалі довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$, можна визначити з рівняння:

$$dE_s = I_{s\lambda} \cdot d\lambda . \quad (11.7)$$

Елементарний майданчик на рисунку 11.1, обмежений кривою $T = \text{const}$, умовами, $d\lambda$, λ , координатами λ і $\lambda + d\lambda$ ($I_{s\lambda}$), визначає кількість променевої енергії dE_s . Його називають випромінювальною здатністю абсолютно чорного тіла для довжин хвиль $d\lambda$. Уся площа між будь-якою кривою $T = \text{const}$ і віссю абсцис дорівнює інтегральному випромінюванню чорного тіла в межах від $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$ за визначеної температури.

Підставляючи в рівняння (11.7) закон Планка й інтегруючи від $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$, робимо висновок, що інтегральне випромінювання (тепловий потік) абсолютно чорного тіла прямо пропорційне четвертому ступеню його абсолютної температури (закон Стефана – Больцмана).

$$E_s = C_s \left(\frac{T}{100} \right)^4 , \quad (11.8)$$

де $C_s = 5,67 \cdot \frac{\text{Вт}}{\text{М}^2 \cdot \text{К}^4}$ – коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла

Визначаючи на рисунку 11.1 кількість енергії, що відповідає світловій частині спектра (0,4–0,8 мк), бачимо, що вона для невисоких температур дуже мала, порівнюючи з енергією інтегрального випромінювання. Лише за температури

Сонця (~ 6 000 K) енергія світлових променів становить близько 50 % усієї енергії чорного випромінювання.

Усі реальні тіла, використовувані в техніці, не абсолютно чорні та за однієї й тієї самої температури випромінюють менше енергії, ніж абсолютно чорне тіло. Випромінювання реальних тіл також залежить від температури й довжини хвилі. Щоб закони випромінювання абсолютно чорного тіла можна було застосовувати для реальних тіл, вводять поняття «сіре тіло» та «сіре випромінювання». Сіре випромінювання аналогічне випромінюванню чорного тіла, має суцільний спектр, але інтенсивність променів для кожної довжини хвилі I_λ за будь-якої температури становить незмінну частку від інтенсивності випромінювання абсолютно чорного тіла $I_{s\lambda}$, тобто існує відношення:

$$\frac{I_\lambda}{I_{s\lambda}} = \varepsilon = \text{const.} \quad (11.9)$$

Величину ε називають *ступенем чорноти*. Вона залежить від фізичних властивостей тіла. Ступінь чорноти сірих тіл завжди менший від одиниці.

Більшість реальних твердих тіл із певним ступенем точності можна вважати сірими тілами, а їх випромінювання – сірим випромінюванням. Енергія інтегрального випромінювання сірого тіла дорівнює:

$$E_s = \varepsilon \cdot E_s \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (11.10)$$

Випромінювальна здатність сірого тіла становить частку, рівну ε від випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла.

Величину $C = \varepsilon \cdot E_s$ називають коефіцієнтом випромінювання сірого тіла. Величина ε реальних тіл залежить не лише від фізичних властивостей тіла, а й від стану поверхні або її шорсткості, а також температури та довжини хвилі.

Значення коефіцієнтів випромінювання й ступенів чорноти тіл зазначені в таблицях.

Таблиця 11.1 – Ступінь чорноти повного нормального випромінювання для різних матеріалів

Матеріал	t, °C	ε
Алюміній полірований	50–500	0,04–0,06
Бронза	50	0,1
Залізо листове оцинковане блискуче	30	0,23
Жерсть біла стара	20	0,28
Золото поліроване	200–600	0,02–0,03
Латунь матова	20–350	0,22
Мідь полірована	50–100	0,02
Нікель полірований	200–400	0,07–0,09
Олово блискуче	20–50	0,04–0,06
Срібло поліроване	200–600	0,02–0,03
Сталевий листовий прокат	50	0,56
Сталь окислена	200–600	0,8
Сталь значно окислена	500	0,98
Чавунне лиття	50	0,81
Азбестовий картон	20	0,96
Дерево стругане	20	0,8–0,9
Цегла вогнетривка	500–1 000	0,8–0,9
Цегла шамотна	1 000	0,75
Цегла червона, шорстка	20	0,88–0,93
Лак чорний матовий	40–100	0,96–0,98
Лак білий	40–100	0,8–0,95
Олійні фарби різних кольорів	100	0,92–0,96
Сажа лампова	20–400	0,95
Скло	20–100	0,91–0,94
Емаль біла	20	0,9

Закон Кірхгофа. Для будь-якого тіла випромінювальна й поглинальна здатності залежать від температури та довжини хвилі. Різні тіла мають різні значення E і A . Залежність між ними встановлює закон Кірхгофа:

$$E = E_s \cdot A \quad \text{або} \quad \frac{E}{A} = E_s = \frac{E_s}{A_s} \cdot C_s \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4. \quad (11.11)$$

Відношення випромінювальної здатності тіла (E) до його поглинальної здатності (A) однакове для всіх сірих тіл за однакових температур і випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла за тієї самої температури.

Відповідно до закону Кірхгофа, якщо тіло має малу поглинальну здатність, його випромінювала здатність також мала (поліровані метали). Абсолютно чорне тіло з максимальною поглинальною здатністю має й найбільшу радіаційну здатність.

Закон Кірхгофа актуальний і для монохроматичного випромінювання. Відношення інтенсивності випромінювання тіла з певною довжиною хвилі до його поглинальної здатності за тієї самої довжини хвилі для всіх тіл однакове, якщо вони перебувають за однакових температур, і чисельно дорівнює інтенсивності випромінювання абсолютно чорного тіла за тих самих довжини хвилі й температури, тобто є функцією лише довжини хвилі та температури:

$$\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = \frac{I_\lambda}{A_\lambda} = E_{s\lambda} = I_{s\lambda} = f(\lambda, T). \quad (11.12)$$

Тому тіло, що випромінює енергію з будь-якою довжиною хвилі, здатне поглинути енергію за тієї самої довжини хвилі. Якщо тіло не поглинає енергії в певній частині спектра, воно в цій частині її й не випромінює.

Із закону Кірхгофа також бачимо, що ступінь чорноти сірого тіла ε за однієї й тієї самої температури чисельно дорівнює коефіцієнту поглинання A :

$$\varepsilon = \frac{I_\lambda}{I_\lambda} = \frac{E}{E_{s\lambda}} = \frac{C}{C_{s\lambda}} = A. \quad (11.13)$$

Закон Ламберта. Випромінена тілом промениста енергія поширюється в просторі в різних напрямках із різною інтенсивністю.

Закон установлює, що кількість променевої енергії, що випромінює елемент поверхні dF_1 у напрямку елемента dF_2 , пропорційна добутку кількості енергії, випромінюваної вздовж нормалі dQ_n , на величину просторового кута $d\omega$ і $\cos \varphi$, утвореного напрямком випромінювання з нормаллю (рис.11.2):

$$d^2 Q_n = dQ_n \cdot d\omega \cdot \cos \varphi. \quad (11.14)$$

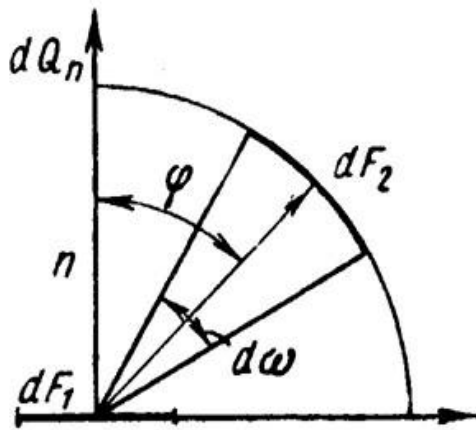


Рисунок 11.2 – Кути випромінювання променевої енергії

Отже, найбільша кількість енергії випромінюється в перпендикулярному напрямку до поверхні випромінювання, тобто за $\varphi = 0$. Зі збільшенням φ кількість променевої енергії зменшується і за $\varphi = 90^\circ$ дорівнює нулю. Закон Ламберта повністю справедливий для абсолютно чорного тіла й тіл із дифузним випромінюванням за $\varphi = 0-60^\circ$.

Для полірованих поверхонь закон Ламберта не застосовують.

Тема 12 Теплопередавання

12.1 Теплопередавання через плоску стінку

Теплопередавання – передавання теплоти від гарячого теплоносія до холодного через стінку, що їх розділяє.

Приклади теплопередавання: передавання теплоти гріючої води нагрівальних елементів (опалювальних систем) повітрю приміщення; передавання теплоти димових газів воді через стінки кіп'ятільних труб у парових котлах; передавання теплоти розжарених газів охолоджувальній воді (рідині) через стінку циліндра двигуна внутрішнього згоряння; передавання теплоти внутрішнього повітря приміщення зовнішньому повітрю й т. д. Водночас захисна стінка – провідник теплоти, через який теплота передається завдяки теплопровідності, а від стінки до кілля – конвекції та випромінюванню. Тому теплопередавання – складний процес теплообміну.

Упродовж передавання теплоти стінки до кілля здебільшого переважає конвективний теплообмін, тому розглянемо теплопередавання через плоску стінку.

Звернемо увагу на одношарову плоску стінку товщиною δ і теплопровідністю λ (рис. 12.1). Температура гарячої рідини (середовища) – t'_j , холодної рідини (середовища) – t''_j . Кількість теплоти, переданої від гарячої рідини (середовища) до стінки, згідно із законом Ньютона – Ріхмана:

$$Q = \alpha_1 \cdot (t'_j - t_1) \cdot F, \quad (12.1)$$

де α_1 – коефіцієнт тепловіддавання від гарячого середовища з температурою t'_j до поверхні стінки з температурою t_1 ;

F – розрахункова поверхня плоскої стінки.

Тепловий потік, переданий через стінку, визначають з рівняння:

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_1 - t_2) \cdot F. \quad (12.2)$$

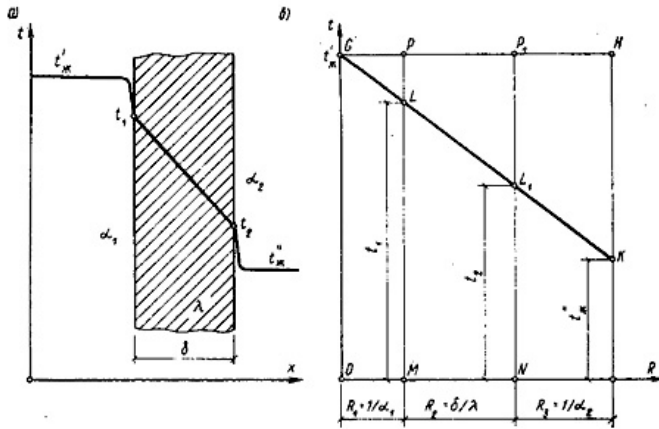


Рисунок 12.1 – Схема теплопередавання між двома рідинами через плоску стінку (а) та графічний спосіб визначення температурного поля в стінці (б)

Тепловий потік від другої поверхні стінки до холодного середовища визначають за формулою:

$$Q = \alpha_2 \cdot (t_2 - t''_{ж}) \cdot F, \quad (12.3)$$

де α_2 – коефіцієнт тепловіддавання від другої поверхні стінки до холодного середовища з температурою $t''_{ж}$.

Розв'язавши ці три рівняння, одержуємо:

$$Q = (t'_ж - t''_{ж}) \cdot F \cdot K, \quad (12.4)$$

де $K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + 1 + \frac{1}{\alpha_2}}$ – коефіцієнт теплопередавання;

$R_0 = \frac{1}{K} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}$ – повний термічний опір теплопередавання через одношарову плоску стінку;

$\frac{1}{a_1}, \frac{1}{a_2}$ – термічні опори тепловіддавання поверхонь стінки;

$\frac{\delta}{\lambda}$ – термічний опір стінки.

Для багатошарової плоскої стінки повний термічний опір визначають за формулою

$$R_0 = \frac{1}{K} \left(\frac{1}{a_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n} + \frac{1}{a_2} \right), \quad (12.5)$$

а коефіцієнт теплопередавання –

$$K = \frac{1}{\frac{1}{a_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n} + \frac{1}{a_2}}, \quad (12.6)$$

12.2. Теплопередавання через циліндричну стінку

Принцип розрахування теплового потоку через циліндричну стінку аналогічний принципу для плоскої стінки. Розглянемо однорідну трубу (рис. 12.2) із теплопровідністю λ , внутрішнім діаметром d_1 , зовнішнім діаметром d_2 , довжиною l . Усередині труби гаряче середовище з температурою $t'_{ж}$, а зовні холодне середовище з температурою $t''_{ж}$.

Кількість теплоти, переданої від гарячого середовища до внутрішньої стінки труби, згідно із законом Ньютона – Ріхмана:

$$Q = \pi \cdot d_1 \cdot \alpha_1 \cdot l \cdot (t'_{ж} - t_1), \quad (12.7)$$

де α_1 – коефіцієнт тепловіддавання гарячого середовища з температурою $t'_{ж}$ поверхні стінки з температурою t_1 ;

Тепловий потік, переданий через стінку труби, визначають з рівняння:

$$Q = 2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot l \cdot \frac{t_1 - t_2}{\ln \frac{d_2}{d_1}}. \quad (12.8)$$

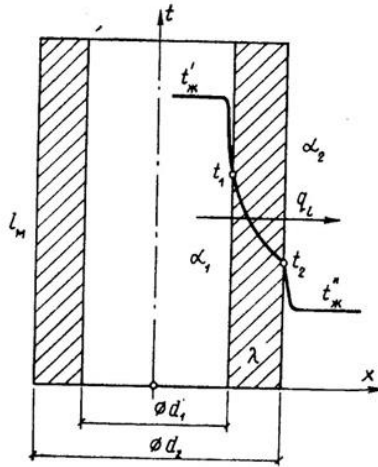


Рисунок 12.2 – Теплопередавання між двома рідинами через циліндричну стінку

Тепловий потік від другої поверхні стінки труби до холодного середовища визначають за формулою:

$$Q = \pi \cdot d_2 \cdot \alpha_2 \cdot l \cdot (t_1 - t''_{ж}), \quad (12.9)$$

де α_2 – коефіцієнт тепловіддавання від другої поверхні стінки до холодного середовища з температурою $t''_{ж}$.

Розв'язавши ці три рівняння, одержуємо:

$$Q = \pi \cdot l \cdot (t'_ж - t''_{ж}) \cdot K, \quad (12.10)$$

де $K_1 = \frac{1}{\frac{1}{a_1 d_1}} + \frac{1}{2\lambda l n \cdot \frac{d_1}{d_2}} + \frac{1}{a_2 d_2}$ – лінійний коефіцієнт теплопередавання;

$R_1 = \frac{1}{\frac{1}{a_1 d_1}} + \frac{1}{2\lambda l n \cdot \frac{d_1}{d_2}} + \frac{1}{a_2 d_2}$ – повний лінійний термічний опір теплопередавання через одношарову циліндричну стінку;

$\frac{1}{a_1}, \frac{1}{a_2 d_2}$ – термічні опори тепловіддавання поверхонь стінки;

$\frac{1}{2\lambda \ln \cdot \frac{d_2}{d_1}}$ – термічний опір стінки.

Для багат шарової (n шарів) циліндричної стінки повний лінійний термічний опір визначають за формулою:

$$R_1 = \frac{1}{K_1} = \left[\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda \ln \cdot \frac{d_2}{d_1}} + \frac{1}{2\lambda \ln \cdot \frac{d_3}{d_2}} + \dots + \frac{1}{2\lambda \ln \cdot \frac{d_{n+1}}{d_n}} + \frac{1}{a_2 d_n} \right] \quad (12.11)$$

12.3 Типи теплообмінних апаратів

Теплообмінним апаратом називають пристрій, у якому одна рідина (гаряче середовище) передає тепло іншій рідині (холодному середовищу). Як теплоносії в теплових апаратах використовують різноманітні краплинні й пружні рідини в найширшому діапазоні тисків і температур. За принципом функціонування апарати поділяють на регенеративні, змішувальні й рекуперативні.

У регенеративних апаратах гарячий теплоносії віддає тепло акумуляційному пристрою, що, у свою чергу, періодично віддає тепло іншій рідині – холодному теплоносію, тобто одна й та сама поверхня нагрівання омивається то гарячою, то холодною рідиною.

У змішувальних апаратах теплота передається від гарячої до холодної рідини під час безпосереднього змішування обох рідин, наприклад конденсаторів.

Особливо поширені в усіх галузях техніки рекуперативні апарати, в яких тепло гарячої рідини передається холодній через роздільну стінку. Такі апарати розглянуті далі.

Теплообмінні апарати можуть мати найрізноманітніші призначення: парові котли, конденсатори, пароперегрівачі, прилади центрального опалення й т. д. Здебільшого теплообмінні апарати значно відрізняються один від одного як своїми формами та розмірами, так і робочими тілами. Незважаючи на велику різноманітність теплообмінних апаратів, основні положення теплового розрахування для них залишаються загальними.

У теплообмінних апаратах рідина рухається за трьома основними схемами.

Якщо напрямки руху гарячого й холодного теплоносіїв збігаються, такий рух називають *прямотечією* (рис. 12.3 а)

Якщо напрямок руху гарячого теплоносія протилежний руху холодного теплоносія, такий рух називають *протитечією* (рис. 12.3 б). Якщо гарячий теплоносій рухається перпендикулярно до руху холодного теплоносія, це *перехресна течія* (рис. 12.3 в). Крім таких основних схем руху рідин, у теплообмінних апаратах застосовують складніші схеми руху, що поєднують усі три основні.

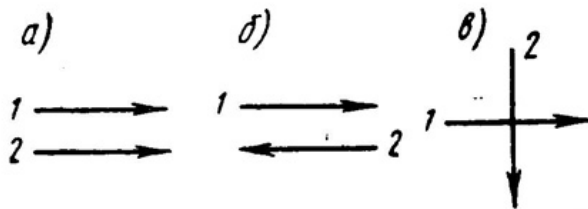


Рисунок 12.3 – Напрямки течій:
а) прямотечія; б) протитечія; в) перехресна течія

12.4 Розрахування теплообмінних апаратів

Мета теплового розрахування – визначення поверхні теплообміну, а якщо остання відома – граничних температур робочих рідин. Основні розрахункові рівняння теплообміну в

стаціонарному режимі – рівняння теплопередавання й теплового балансу. Рівняння теплопередавання:

$$Q = k \cdot F \cdot (t_1 - t_2), \quad (12.12)$$

де Q – тепловий потік, Вт;

k – середній коефіцієнт теплопередавання, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}}$;

F – поверхня теплообміну в апараті, м^2 ;

t_1 і t_2 – температури гарячого й холодного теплоносіїв відповідно.

Рівняння теплового балансу за умови відсутності теплових втрат та фазових переходів:

$$Q = m_1 \cdot \Delta t_1 = m_2 \cdot \Delta t_2$$

або

$$Q = V_1 \rho_1 \cdot c_{p1} \cdot (t'_1 - t''_1) = V_2 \rho_2 \cdot c_{p2} \cdot (t''_2 - t'_2), \quad (12.13)$$

де $V_1 \rho_1$, $V_2 \rho_2$ – масові витрати теплоносіїв, кг/сек;

c_{p1} і c_{p2} – середні масові теплоємності рідин в інтервалі температур від t'_1 до t''_1 ;

t'_1 і t''_1 – температури рідин під час входження в апарат;

t'_2 та t''_2 – температури рідин на виході з апарата.

Величину добутку $V \cdot \rho \cdot c_p = W$ (Вт/град) називають *водяним* або *умовним еквівалентом*.

З урахуванням останнього рівняння теплового балансу може набирати такого вигляду:

$$\frac{t'_1 - t''_1}{t''_2 - t'_2} = \frac{W_2}{W_1}, \quad (12.14)$$

де W_2 , W_1 – умовні еквіваленти гарячої та холодної рідин.

Температури гарячих і холодних рідин змінюються впродовж проходження через теплообмінний апарат. На зміну температур значно впливають схеми руху рідин та величини умовних еквівалентів. Рисунок 12.4 містить температурні

графіки для апаратів із прототечіями, а рисунок 12.5 – із протитечіями.

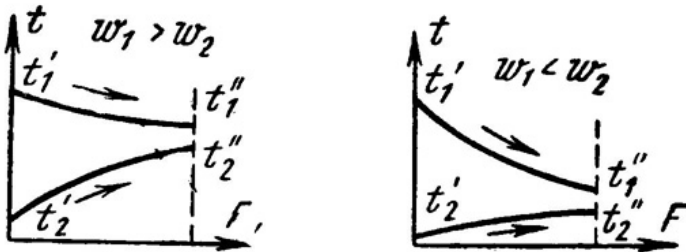


Рисунок 12.4 – Залежності прототечії

Згідно з рисунком 12.4 за прототечії гранична температура холодного теплоносія завжди нижча від граничної температури гарячого теплоносія. За протитечії (рис. 12.5) кінцева температура холодної рідини може бути значно вищою за граничну температуру гарячої рідини. Отже, в апараті з протитечією можна нагріти холодне середовище за однакових початкових умов до більш високої температури, ніж в апаратах із прототечією. Крім того, як бачимо на рисунках, водночас зі зміною температур змінюється також і різниця температур між робочими рідинами або температурний напір Δt .

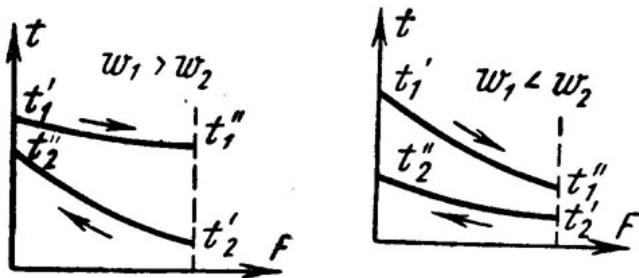


Рисунок 12.5 – Залежності протитечії

Величини Δt і k можна вважати постійними лише в межах елементарної поверхні теплообміну dF . Тому рівняння теплопередавання для елемента поверхні теплообміну dF правильне лише в диференціальній формі:

$$dQ = k \cdot dF \cdot \Delta t. \quad (12.15)$$

Тепловий потік, переданий через усю поверхню F за постійного середнього коефіцієнта теплопередавання k , визначають інтегруванням рівняння (12.15.):

$$Q = \int k \cdot dF \cdot \Delta t = k \cdot F \cdot \Delta t_{cp}, \quad (12.16)$$

де Δt_{cp} – середній логарифмічний температурний напір на всій поверхні нагрівання.

Коли коефіцієнт теплопередавання на окремих ділянках поверхні теплообміну значно змінюється, його усереднюють:

$$k_{pc} = \frac{F_1 \cdot k_1 \cdot F_1 \cdot k_1 \cdot F_n \cdot k_n}{F_1 + F_2 + F_n}. \quad (12.17)$$

Тоді за $k_{pc} = \text{const}$ рівняння набирає вигляду:

$$Q = \int k_{cp} \cdot \Delta t \cdot dF = k_{cp} \cdot \Delta t_{cp} \cdot F. \quad (12.18)$$

Якщо температура теплоносіїв змінюється за законом прямої лінії (рис. 12.6, пунктирні лінії), середній температурний напір в апараті дорівнює різниці середньоарифметичних величин:

$$\Delta t_{cp} = \frac{t'_1 + t''_1}{2} - \frac{t''_2 \cdot t'_1}{2}. \quad (12.19)$$

Проте температури робочих рідин змінюються відповідно до криволінійного закону. Тому рівняння (12.19) наближене й доцільне лише за незначних змін температур обох рідин.

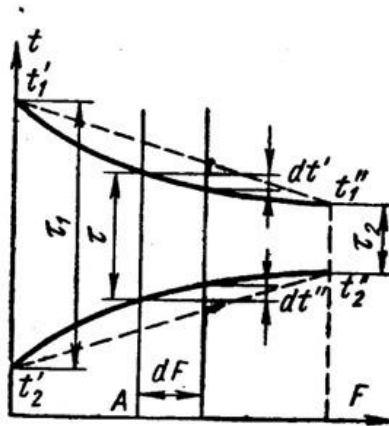


Рисунок 12.6 – Графік температурного напору прямиотечії

Під час криволінійного змінювання температури величину Δt_{cp} називають *середньологарифмічним температурним напором* і визначають за формулами:

1) для апаратів із прямиотечіями:

$$\Delta t_{cp} = \frac{(t'_1 - t'_2) - (t''_1 - t''_2)}{\ln\left(\frac{t'_1 - t'_2}{t''_1 - t''_2}\right)}; \quad (12.20)$$

2) для апаратів із протитечіями:

$$\Delta t_{cp} = \frac{(t'_1 - t''_2) - (t''_1 - t'_2)}{\ln\left(\frac{t'_1 - t''_2}{t''_1 - t'_2}\right)}. \quad (12.21)$$

Чисельні значення Δt_{cp} за однакових умов завжди більші Δt_{cp} для апаратів із прямиотечіями, тому апарати з протитечіями менших розмірів.

РОЗДІЛ 3 ТЕПЛОЕНЕРГЕТИЧНІ УСТАНОВКИ

Тема 13 Енергетичне паливо

13.1 Склад палива

Паливо – горюча речовина, використовувана як джерело одержання теплоти в енергетичних, промислових та опалювальних установках.

Залежно від типу реакцій, у результаті яких виділяється тепло, розрізняють органічне та ядерне палива.

На сьогодні й згідно з прогнозами до 2030 р. органічне паливо – основне джерело енергії (тепла) для промислового використання.

В органічних паливах тепло виділяється в результаті хімічної реакції окислення його горючих елементів за участю кисню, а в ядерних паливах – у результаті розпаду ділення ядер важких елементів (урану, плутонію й т. д.).

Таблиця 13.1 – Класифікація органічних палив за агрегатним станом

Паливо	Агрегатний стан		
	<i>Твердий</i>	<i>Рідкий</i>	<i>Газоподібний</i>
Природне	Дрова, торф, буре й кам'яне вугілля, антрацит, горючі сланці	Нафта	Природний газ
Штучне	Деревне вугілля, напівкокс, кокс, вугільні та торф'яні брикети	Мазут, бензин, гас, солярне мастило, пічне паливо	Гази: нафтовий, коксовий, генераторний, доменний

Тверді й рідкі палива містять горючі (вуглець С, водень Н, летку сірку $S_{л} = S_{op} + S_{к}$) і негорючі (азот N і кисень O) елемент та баласт (золи А, вологу W).

Елементарні складові твердого й рідкого палив зазначають у відсотках від маси 1 кг. Водночас розрізняють робочу, суху, горючу та органічну маси палива.

Робоча маса – це маса й склад палива, у якому воно надходить споживачеві та придатне для спалювання.

Склад робочої, горючої, сухої й органічної мас позначають відповідними індексами («р», «с», «г» та «орг») і виражають такими рівностями:

$$C^p + H^p + S^p_{л} + N^p + O^p + A^p + W^p = 100 \% ; \quad (13.1)$$

$$C^c + H^c + S^c_{л} + N^c + O^c + A^c = 100 \% ; \quad (13.2)$$

$$C^g + H^g + S^g_{л} + N^g + O^g = 100 \% ; \quad (13.3)$$

$$C^o + H^o + S^o_{орг} + N^o + O^o = 100 \% . \quad (13.4)$$

Органічна маса палива на відміну від горючої маси містить лише органічну сірку без колчедану:

$$S^o_{орг} = S^o_{л} - S^o_{к}. \quad (13.5)$$

Коефіцієнти перерахування складу палива з однієї маси в іншу наведені в таблиці 13.2.

Для сланців складу C^p , H^p , $S^p_{л}$, N^p , O^p , A^p , W^p перерахування з робочої маси на горючу здійснюють за допомогою коефіцієнта:

$$K = \frac{100}{100 - A_1^p - W_p - (CO_2)_K^p}, \quad (13.6)$$

де A_1^p – справжня зольність робочої маси, %;

W_p – вологість робочої маси, %;

$CO_2^p_K$ – уміст вуглекислоти карбонатів, %.

Таблиця 13.2 – Коефіцієнти перерахування складу палива з однієї маси в іншу

Задана маса палива	Коефіцієнти розрахунку на масу		
	<i>робочу</i>	<i>горючу</i>	<i>суху</i>
Робоча	1	$\frac{100}{100 - (A^p + w^p)}$	$\frac{100}{100 - W^p}$
Горюча	$\frac{100 - (A^p + W^p)}{100}$	1	$\frac{100 - A^c}{100}$
Суха	$\frac{100 - W^p}{100}$	$\frac{100}{100 - A^c}$	1

Справжню зольність робочої маси визначають за формулою:

$$A_i^p = A^p - (2,5 (S_a^p - S_c^p) + 0,375S_k^p) \frac{100 - w_p}{100}, \quad (13.7)$$

де S_a^p – уміст сірки в лабораторній золі у відсотках до маси палива;

S_c^p – уміст сульфатної сірки в паливі, %.

Величину $2,5 (S_a^p - S_c^p) + 0,375S_k^p$ для лєнінградських та естонських сланців можна вважати рівною 2,0, для кашпїрських – 4,1.

Перераховують склад (%) робочої маси палива після змінєння вологості за формулами:

$$C_2 = \frac{C_1^p(100 - w_2^p)}{100 - w_1^p}; \quad (13.8)$$

$$H_2^p = H_1^p \frac{100 - w_2^p}{100 - w_1^p}, \quad (13,9)$$

де W_1^p – початкова вологість палива, %,

W_2^p – кінцева вологість палива, %.

Середній склад (%) суміші двох твердих чи рідких палив, заданих масовими частками першого ($C_2^p, H_2^p \dots$) і другого ($C_1^p, H_1^p \dots$), визначають за рівнянням:

$$\left. \begin{aligned} C_{\text{см}}^p &= b_1 C_1^p + (1 - b_1) C_2^p; \\ H_{\text{см}}^p &= b_1 H_1^p + (1 - b_1) H_2^p, \end{aligned} \right\} \quad (13.10)$$

де масову частку b_1 одного з палив суміші розраховують за формулою:

$$b_1 = \frac{B_1}{B_1 + B_2}, \quad (13.11)$$

де B_1 і B_2 – маси палив суміші, кг.

Газоподібне паливо – суміш горючих і негорючих газів. Горюча частина складається з граничних ($\dots C_n H_{2n+2}$) і ненасичених ($\dots C_n H_{2n}$) вуглеводнів, водню H_2 , окису вуглецю CO , і сірчистого водню (H_2S). До складу негорючих елементів належить азот (N_2), вуглекислий газ (CO_2) та кисень (O_2). Склади природного й штучного газоподібних палив різні. У природному газі значний уміст метану (CH_4), а також невелика кількість інших вуглеводнів: етану (C_2H_6), пропану (C_3H_8), бутану (C_4H_{10}), етилену (C_2H_4), і пропілену (C_3H_6). У штучних газах уміст горючих складових (водню й окису вуглецю) становить 25–45 %, у баласті переважають азот і вуглекислота – 55–75 %.

Склад газоподібного палива зазначають у частках об'єму й загально записують так:

$$\begin{aligned} \Sigma C_n H_{2n+2} + \Sigma C_n H_{2n} + H_2 + CO + H_2S + O_2 + \\ + N_2 + CO_2 = 100 \%, \end{aligned} \quad (13.11)$$

де $\Sigma C_n H_{2n+2}$ – граничні вуглеводні;

$\Sigma C_n H_{2n}$ – ненасичені вуглеводні;
 H_2S – сірководень.
CO – окис вуглецю;
CO₂ – вуглекислий газ.

13.2 Властивості палива

Вологість повітря. Середня вологість палива в робочому стані становить: для торфу – 50 %; сланців – 13–17 %; кам'яного вугілля – 5–14 %; антрациту – 5–8 %. Буре вугілля залежно від вологості ділять на три групи: група Б1 – більше за 40 % вологості; група Б2 – 30–40 %; група Б3 – менше ніж 30 %.

Зола палива. Зола містить переважно солі лужних і лужно-земельних металів, оксиди заліза, алюмінію, а також сульфатну сірку. Мінеральні залишки, утворені після згоряння палива, є або сипучою масою (золою), або сплавленими шматками (шлаком). За високих температур зола розм'якшується, а потім плавиться. Розм'якшена зола й шлак прилипають до стінок обмурівки топкової камери, зменшуючи перетин газоходів відкладанням на поверхнях нагріву, збільшуючи тим самим термічний опір упродовж теплопередавання, забивають отвори для проходу повітря в колосникових ґратах, обволікають частинки палива, ускладнюючи їх спалювання.

У різних видах палива різна кількість золи. Наприклад, у деревині – 1 %; торфі – 10 %; ковальському вугіллі – 10–20 %; підмосковному бурому вугіллі – 30 %; сланцях – 60 %. Рідке паливо (мазут) містить 0,2–1 % мінеральних домішок.

Леткі речовини. Під час нагрівання твердого палива до 870–1 100 К без доступу окиснювача виділяються парогазоподібні речовини, що називають леткими. Це продукти розпаду складних органічних речовин, що містить органічна маса палива. У складі летких речовин: азот N₂, кисень O₂, водень H₂, окис вуглецю CO, вуглеводневі гази CH₄, C₂H₄ і т. д, а також водяна пара.

Кокс. Твердий залишок після нагрівання палива без доступу окиснювача й виходу летких речовин. У складі коксу – залишковий вуглець і зола. За низьких температур у твердому залишку, крім золи, може бути частина елементів С, Н, S_л, N. Тоді твердий залишок називають напівкоксом. За своїми механічними властивостями кокс може бути порошкоподібним, слабоспеченим і спеченим.

Залежно від виходу летких речовин і характеристики коксу кам'яне вугілля поділяють на 10 марок: довгополумене – Д, газове – Г, газове жирне – ГР, жирне – Ж, коксове – К, коксове жирне – КЖ, коксове друге – К₂, піснувато-спікливе – ОС, слабкоспікливе – СС, тверде – Т.

Теплота спалювання. Одна з основних характеристик будь-якого виду палива – теплота згорання, тобто кількість теплоти, що можна одержати в результаті згорання одиниці маси або обсягу палива. Повним називають таке згорання, за якого горючі компоненти палива С, Н і S повністю окиснюються. Теплоту згорання твердого й рідкого палив розраховують на 1 кг, а газового – до 1 м³ за нормальних умов.

Розрізняють нижче й вище тепло згорання. До вищого належить кількість тепла, що може виділитися впродовж конденсації водяної пари в продуктах згорання палива.

Якщо відомі елементарні склади твердого й рідкого палив, тепло їх згорання ($\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$) визначають за емпіричними формулами, запропонованими Д. І. Менделєєвим:

$$Q_{\text{н}}^{\text{р}} = 340C^{\text{р}} + 1\,035H^{\text{р}} - 109(O^{\text{р}} - S_{\text{л}}^{\text{р}}) - 25W^{\text{р}}; \quad (13.12)$$

$$Q_{\text{в}}^{\text{р}} = 340C^{\text{р}} + 1\,260H^{\text{р}} - 109(O^{\text{р}} - S_{\text{л}}^{\text{р}}). \quad (13.13)$$

Тепло згорання сухого газу ($\frac{\text{кДж}}{\text{м}^3}$) визначають за об'ємною складом (%) і відомим теплом згорання компонентів:

$$Q_{\text{н}}^{\text{р}} = 358\text{CH}_4 + 640\text{C}_2\text{H}_6 + 915\text{C}_3\text{H}_8 + 1\,190\text{C}_4\text{H}_{10} + \quad (13.14) \\ + 1\,465\text{C}_5\text{H}_{12} + 126,5\text{CO} + 107,5\text{H}_2 + 234\text{H}_2\text{S};$$

$$Q_n^p = 398\text{C}_4\text{H}_{10} + 700\text{C}_2\text{H}_6 + 995\text{C}_3\text{H}_8 + 1\,285\text{C}_4\text{H}_{10} + \\ + 1\,575\text{C}_5\text{H}_{12} + 126,5\text{CO} + 127,5\text{H}_2 + 257\text{H}_2\text{S}. \quad (13.15)$$

Якщо в складі газу є невідомі вуглеводневі компоненти (за умови, що вміст метану відомий), суму вуглеводнів умовно приймають як вміст етану C_2H_4 і теплоту згоряння розраховують за формулами, аналогічним рівнянням (13.14) та (13.15).

Для порівняння різних видів палива відповідно до їх теплового ефекту вводять поняття умовного палива, теплоту згоряння якого вважають рівною $29\,300 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$.

Відношення Q_n^p конкретного палива до $Q_{y.n.}$ умовного палива називають *паливним еквівалентом* (E). Тоді для розрахування витрати натурального палива B_n в умовному $B_{y.n.}$, потрібно величину B_n помножити на еквівалент E, тобто

$$B_{y.n.} = B_n \cdot E = B_n \cdot \left(\frac{Q_n^p}{Q_{y.n.}} \right). \quad (13.16)$$

13.3 Моторні палива для поршневих ДВЗ

Основні моторні палива – бензини й дизельне паливо, отримані шляхом перероблення нафти. Крім них, також використовують стислі та зріджені гази; синтетичні палива, отримані переробленням вугілля, сланців, бітумонозних пісків; спирти; ефіри.

Автомобільні бензини – суміші вуглеводнів, що википають у діапазоні температур 35–205°C. Згідно з ГОСТом 2084-77 їх виробляють таких марок: А-76, АІ-93 (А-92), АІ-95, а також неетилований АІ-91; експортні бензини: А-80, А-92, А-96, із покращеними екологічними властивостями – Норс АІ-80, Норс АІ-92, Норс, АІ-95. Цифри в марці бензину означають октанове число (ОЧ), що характеризує детонаційну стійкість бензину.

Дизельні палива виробляють здебільшого з гідроочищених фракцій прямої перегонки нафти. У Росії виробляють три види дизельного палива:

- «Л» (літнє) – для використання за температури від 0°C і вищої;
- «З» (зимовий) – для використання за температури -20°C та вищої;
- «А» (арктичне) – для використання за температури -50°C і вищої.

Вуглеводневі газоподібні палива за нормальних умов поділяють на стиснені (СПГ) та зріджені (СНД). Стисненим є природний газ (95 % метану CH_4). Зріджені гази – продукти перероблення супутних газів і газів газоконденсатних родовищ. Вони передусім містять бутанпропанові й бутиленпропіленові суміші, що перебувають за нормальної температури в рідкому стані.

Основні переваги газових палив: їх чистота, легше запускання в холодну пору, високі екологічні властивості.

Тема 14 Котельні установки

14.1 Котельний агрегат і його елементи

Як уже зазначали, пристрої, в яких безпосередньо виробляється пар та нагрівається вода, називають паровими або водонагрівальними котлами.

У виробничих та енергетичних котельнях за тиском одержуваної пари котельні агрегати поділяють на низького (0,8–1,6 МПа), середнього (2,4–4 МПа), високого (10–14 МПа) і надвисокого (25–31 МПа) тисків. Парові котельні агрегати стандартизують (ГОСТ 3619-76) за параметрами виробленої пари (P і T) та потужністю.

Котельні агрегати продуктивністю $0,01\text{--}5,5 \frac{\text{кг}}{\text{с}}$ належать до казанів малої потужності; продуктивністю до $30 \frac{\text{кг}}{\text{с}}$ – до

казанів середньої потужності; більшою за $30 \frac{\text{кг}}{\text{с}}$ (до $500-1\,000 \frac{\text{кг}}{\text{с}}$) – до казанів великої потужності.

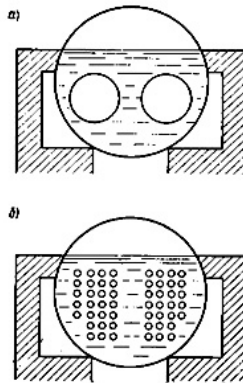
Водонагрівальні котли поділяють за теплопродуктивністю на вісім типів: 4; 6,5; 10; 20; 30; 50; 100 і $180 \frac{\text{Гкал}}{\text{год}}$. Котли з нижчою теплопродуктивністю використовують для функціонування лише в одному режимі (основному). Котли теплопродуктивністю $30 \frac{\text{Гкал}}{\text{год}}$ і вищою можуть функціонувати як в основному, так і в піковому режимах, тобто в період максимального теплоспоживання за найбільш низьких температур зовнішнього повітря.

Для котлів теплопродуктивністю до $30 \frac{\text{Гкал}}{\text{год}}$ температуру води на виході приймають рівною 432 К, а тиск води на вході в котел – 1,6 МПа. Для котлів теплопродуктивністю 30 Гкал/год та вищою максимальна температура води на виході – 450–470 К, а тиск води на вході – 2,5 МПа.

За конструкцією парові котли поділяють на два типи – газотрубні й водотрубні. У газотрубних котлах основні поверхні нагрівання розміщують усередині циліндричної посудини великого діаметру у формі так званих жарових чи димогарних труб або різних їх комбінацій, якими рухаються продукти згоряння палива. На рисунку 14.1 зображені схеми котлів із жаровими та димогарними трубами.

Більш досконалі водотрубні парові котли. Вони мають розвинені поверхні нагрівання з труб, заповнених усередині водою й пароводяною сумішшю, а зовні їх обігривають продукти згоряння палива. Котли належать до горизонтально-водотрубних, якщо труби розміщені під кутом до горизонту не більшим за 25° , і до вертикально-водотрубних, якщо труби йдуть більш круто чи вертикально. У цих котлах змінюванням кількості труб у пучках та самих пучків удалося збільшити площу поверхні нагрівання, не збільшуючи діаметра їх

барабанів, що, у свою чергу, дало можливість отримувати в цих котлах пар високого тиску.



**Рисунок 14.1 – Схеми котлів:
а) із жаровими трубами; б) із димогарними трубами**

Упродовж функціонування парового котла дуже важливо забезпечити надійне охолодження поверхонь нагріву, в яких відбувається випаровування. Для цього необхідно відповідно організувати рух води й пароводяної суміші у випарних поверхнях нагріву. За характером організації руху робочого тіла у випарних поверхнях котельні агрегати поділяють на три типи:

- 1) із природним циркулюванням (рис. 14.2 а);
- 2) із примусовою циркулюванням (рис. 14.2 б);
- 3) прямоточні.

Принципова схема прямоточного котла зображена на рисунку 14.3. Поживна вода подається в конвективний економайзер (6), у якому підігрівається теплом газів, і надходить в екранні труби (2) у формі паралельно підімкнених змійовиків, розміщених на стінах топкової камери. У нижній частині змійовиків вода нагрівається до температури насичення. Випаровування до ступеня сухості 70–75 % відбувається в

змійовиках середнього рівня розміщення. Пароводяна суміш потім надходить у перехідну конвективну зону (4), в якій відбувається остаточне випаровування води й часткове перегрівання пари. Із перехідною зони пара направляється в радіаційний перегрівач (2), потім доводиться до заданої температури в конвективному перегрівачі (3) та надходить на турбіну. В опускній шахті котлоагрегата розміщені перший (за ходом газів) і другий ступені (5 та 7) повітропідігрівача.

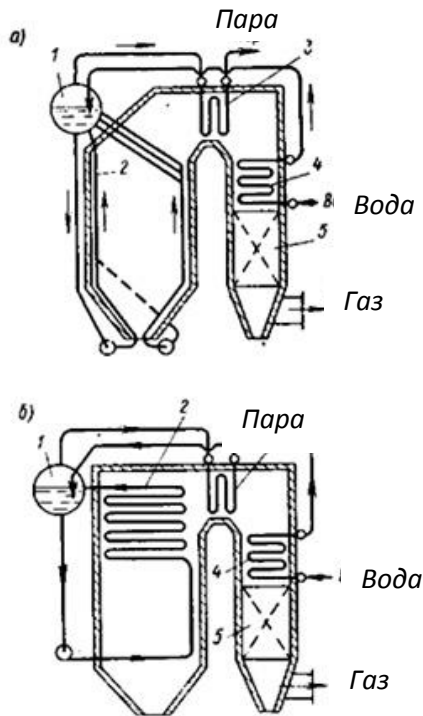


Рисунок 14.2 – Схеми котлів:

а) природної циркуляції; б) примусової циркуляції;

1 – барабан; 2 – випаровувальні поверхності;

3 – пароперегрівач; 4 – економайзер;

5 – повітропідігрівач

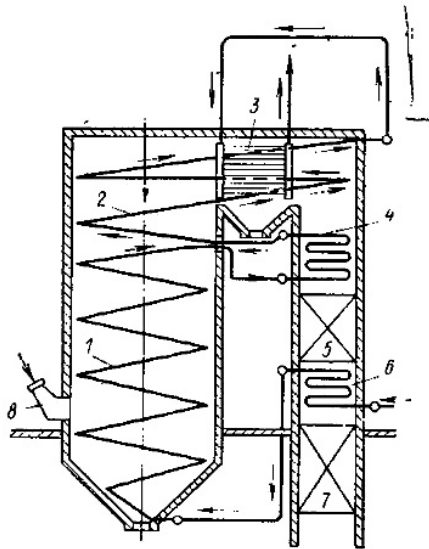


Рисунок 14.3 – Схема прямоструминного котлоагрегата:
1 – нижня радіаційна частина випарної поверхні нагрівання;
2 – радіаційний перегрівач;
3 – конвекторна частина пароперегрівача;
4 – поверхня нагрівання перехідної зони;
5, 7 – перший і другий ступені повітропідігрівача;
6 – конвекторний економайзер; **8** – пальник

Основні елементи котельних агрегатів: пароперегрівачі, економайзери й підігрівачі повітря.

Пароперегрівач – змієвиковою поверхня теплообміну, призначена для перегрівання пари у випарній частині котельного агрегата. Пар рухається всередині трубок, що омиваються зовні димовими газами. Пароперегрівач – невід’ємний елемент енергетичних котельних агрегатів. Якщо для певних технологічних процесів потрібний перегрітий пар, котельні агрегати малої й середньої потужностей також забезпечують пароперегрівачем.

Водяні економайзери призначені для підігрівання живильної води до її надходження у випарну частину котельного агрегата. Попереднє підігрівання води теплом димових газів істотно збільшує ККД котельного агрегата.

Залежно від матеріалу економайзери поділяють на чавунні й сталеві, за типом поверхні – на ребристі та гладкотрубні, за ступенем підігрівання води – на некиплячі й киплячі.

На відміну від водяного економайзера й пароперегрівача повітропідігрівач переймає тепло від димових газів і зменшує таким способом його втрату з цими газами. Безпосередньо відняту теплоту залишають поза передаванням робочого тіла (води або пари). Гаряче повітря, що направляється в топку котла, покращає умови згоряння палива, зменшує втрати тепла від хімічної й механічної неповнот згоряння палива, підвищує температуру його горіння, інтенсифікує теплообмін, що в підсумку підвищує ККД установки. У середньому зниження температури вихідних газів на кожні 20–25 °С підвищує ККД приблизно на 1 %.

14.2 Допоміжне обладнання котельної установки

Сепараційні пристрої. Волога насичена пара, одержана в барабані котлоагрегатів низького й середнього тисків, може виносити з собою краплі води котла з розчиненими в ній солями. У котлоагрегатах високого та надвисокого тисків забруднення пари обумовлене ще й додатковим винесенням солей кремнієвої кислоти та сполук натрію, розчинених у парі.

Відкладання домішок у пароперегрівачу небажане, тому що може призвести до перепалу його труб. Тому пару перед виходом із барабана котла сепарують, під час чого краплі води котла відокремлюються й залишаються в барабані. Сепарують пару в спеціальних сепарувальних пристроях, у яких

створюються умови для природного або механічного відділення води від пари.

Природна сепарація відбувається внаслідок великої різниці щільності води й пари. Механічний інерційний принцип сепарації ґрунтується на відмінності інерційних властивостей водяних крапель і пари під час різкого збільшення швидкості та одночасного змінювання напрямку або закручування потоку вологої пари. На рисунку 14.4 зображені принципові схеми сепарувальних пристроїв.

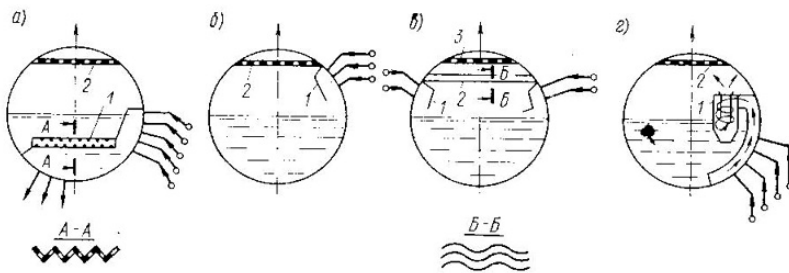


Рисунок 14.4 – Схеми сепарувальних пристроїв:

а) заглиблений дірчастий щит:

1 – дірчастий щит; 2 – пароприймальний дірчастий щит;

б) відбійний і розподільний щити:

1 – відбійний щит; 2 – пароприймальний дірчастий щит;

в) жалюзійний сепаратор:

1 – відбійник; 2 – жалюзійний сепаратор;

3 – пароприймальний дірчастий щит;

г) циклонний сепаратор:

1 – циклон; 2 – пароприймальний дірчастий щит.

Тягодутьові пристрої. Для нормального функціонування котельного агрегата необхідні безперервні подавання повітря для горіння палива й видалення продуктів згорання.

У сучасних котельних установках поширена схема з розрідженням за газоходом. Недоліки цієї схеми – присисання повітря в газовиходи через нещільності в огороженнях і функціонування димососів на запилених газах. Перевага такої схеми – відсутність вибивання й витоків димових газів у приміщення котельні, тому що повітря в топку нагнітає вентилятор, а димові гази видаляє димосос. Останнім часом у потужних енергетичних котельних установках широко застосовують схему з наддуванням. Топка та газовий тракт перебувають під тиском 3–5 кПа. Тиск створюють потужні вентилятори; димососа немає. Основний недолік такої схеми – труднощі, пов'язані із забезпеченням належної герметичності топки й газоходів котельного агрегата.

Для одержання тяги необхідно збільшувати висоту труби або температуру відхідних газів. Проте під час використання будь-якого з цих способів необхідно мати на увазі, що висота труби обмежена її вартістю й міцністю, а температура газів – оптимальним значенням ККД котельної установки. Тому більшість сучасних котельних установок обладнують штучною тягою, для створення якої використовують димосос, що долає опір газового тракту. У такому разі висоту труби вибирають відповідно до санітарно-технічних вимог.

Напір повітря, створюваний вентилятором, також потрібно визначати на основі аеродинамічного розрахунку повітряного тракту (повітропроводів, повітронагрівача, пальникового пристрою й т. д.) Максимальний напір вентилятора повинен бути на 10 % більшим ($\beta_2 = 1,1$) за втрати напору в повітряному тракті котельного агрегата.

Основи підготування води. Одне з основних завдань безпечної експлуатації котельних установок – забезпечення раціонального водного режиму, за якого не утворюється накипу на стінках випарних поверхонь нагрівання, неможлива корозія

та забезпечується висока якість виробленої пари. Пара, вироблена в котельних установках, повертається від споживача в конденсованому стані. Водночас кількість поверненого конденсату зазвичай менша, ніж кількість виробленої пари.

Втрати конденсату й води під час продування заповнюються додаванням води з будь-якого джерела. Ця вода повинна бути відповідно підготованою до надходження в котельний агрегат. Воду після попереднього підготування називають додатковою, суміш повернених конденсату й додаткової води – живильною, а воду, що циркулює в контурі котла, – котельною.

Від якості живильної води залежить нормальне функціонування котельних агрегатів. Фізико-хімічні властивості води характеризують такі показники: прозорість, уміст завислих речовин і солі, сухий залишок, окисненість, жорсткість, лужність, концентрація розчинених газів (CO_2 та O_2).

Прозорість характеризується наявністю зважених механічних і колоїдних домішок, а вміст завислих речовин визначає ступінь забруднення води твердими нерозчинними домішками.

Паливоподавання. Для нормального й безперебійного функціонування котельних установок потрібне безперервне подання. Цей процес двохетапний: 1) подання палива від місця його видобутку на склади, розміщені поблизу котельні; 2) подання палива зі складів безпосередньо в котельні приміщення.

Очищення димових газів і видалення золи й шлаку. Під час згоряння твердого палива утворюється багато золи. Упродовж шарового процесу спалювання основна частина мінеральних домішок палива (60–70 %) перетворюється на шлак і провалюється через колосникові решітки в зольник. У

пиловугільних топках значна частина (75–85 %) золи виноситься з котлоагрегатів із димовими газами.

На сьогодні в котельних установках використовують такі типи золоуловлювачів: 1) інерційні механічні; 2) мокрі; 3) електрофільтри; 4) комбіновані.

Інерційні (механічні) золоуловлювачі функціонують за принципом виділення золових частинок із газового потоку під впливом сил інерції.

Зараз особливо поширені золоуловлювачі мокрого типу. На рисунку 14.5 зображена схема мокрого золоуловлювача (скрубера) з нижнім тангенціальним підведенням запиленого газу.

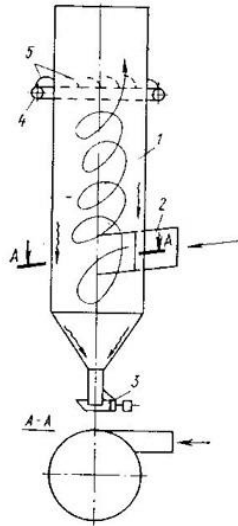


Рисунок 14.5 – Схема відцентрового скрубера конструкції ВТІ:

**1 – корпус; 2 – вхідний патрубок; 3 – клапан;
4 – колектор підведення води; 5 – розбризкувальне сопло**

Принцип дії електрофільтрів: запилені гази проходять через електричне поле, утворене між сталевим циліндром (позитивним полюсом) і дротом, що проходить по осі циліндра (негативного полюса). Основна маса частинок золи одержує негативний заряд і притягується до стінок циліндра, незначна кількість частинок золи одержує позитивний заряд і притягується до дроту. Під час періодичного струшування електрофільтра електроди звільняються від золи. Електрофільтри використовують у котельнях із витратою димових газів, більшою ніж $70\,000 \frac{M^3}{год}$, за нормальних умов.

Комбіновані золоуловлювачі двоступеневі. Функціонування кожного ступеня базується на різних принципах. Найчастіше комбінований золоуловлювач містить батарейний циклон (перший ступінь) та електрофільтр (другий ступінь).

Процес золошлаковидалення передбачає два основні етапи: очищення шлакових і зольних бункерів; транспортування золи й шлаку на золовідвали або для шлакобетонних виробів.

14.3 Тепловий баланс котельного агрегата

Тепловий баланс котельного агрегата встановлює рівність між кількістю теплоти, що надходить в агрегат, і її витратою. На основі теплового балансу визначають витрату палива й обчислюють коефіцієнт корисної дії, ефективність функціонування котельного агрегата.

У котельному агрегаті хімічно зв'язана енергія палива в процесі горіння перетворюється на фізичну теплоту горючих газів. Ця теплота витрачається на виробляння й перегрівання пари або нагрівання води. Унаслідок неминучих втрат під час передавання теплоти й перетворення енергії (виробляється пара, вода й т. д.) продукт сприймає лише частину теплоти. Іншу

частину становлять втрати, що залежать від ефективності організації процесів перетворення енергії (спалювання палива) та передання теплоти під час вироблення продукту.

Рівняння теплового балансу для сталого теплового стану агрегата таке:

$$Q_p^p = Q_1 + Q_{\text{п}}$$

або

$$Q_p^p = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 + Q_6, \quad (14.1)$$

де Q_p^p – теплота, якою володіють;

Q_1 – використана теплота;

$Q_{\text{п}}$ – загальні втрати;

Q_2 – втрати теплоти з газами;

Q_3 – втрати теплоти від хімічного недопалу;

Q_4 – втрати теплоти від механічної неповноти згоряння;

Q_5 – втрати теплоти в довкілля;

Q_6 – втрати теплоти з фізичною теплотою шлаків.

Ліва прибуткова частина рівняння теплового балансу (14.1) є сумою таких величин:

$$Q_p^p = Q_{\text{н}}^p + Q_{\text{в. вн.}} + Q_{\text{пари}} + Q_{\text{фіз. т.}}, \quad (14.2)$$

де $Q_{\text{в. вн.}}$ – тепло, що вноситься в котлоагрегат із повітрям на 1 кг палива. Його враховують, якщо повітря нагрівається поза котельним агрегатом (наприклад, у парових або електричних калориферах, установлених до повітропідігрівача); якщо повітря нагрівається лише в повітропідігрівачу, тепло не враховують, тому що воно повертається в топку агрегата;

$Q_{\text{пари}}$ – теплота, що вноситься в топку з дуттьовою (форсунковою) парою на 1 кг палива;

$Q_{\text{фіз. т.}}$ – фізична теплота 1 кг або 1 м³ палива.

Теплоту, що вноситься з повітрям, розраховують за рівністю:

$$Q_{\text{в. вн.}} = \frac{\beta' v_{\text{сп}}^0}{T_{\text{г. п.}} - T_{\text{х. п.}}}, \quad (14.3)$$

де β' – відношення кількості повітря на вході в підігрівач до теоретично необхідної;

$c_p = 1,33$ кДж/(м³·К) за температури повітря до 600 К;

$T_{г. п.}$, $T_{х. п.}$ – температури гарячого й холодного повітря, зазвичай $T_{х. п.} = 300$ К.

Теплоту, що вноситься з паром для розпилення мазуту (форсунової пари), розраховують за формулою:

$$Q_{\text{пари}} = W_{\text{ф}} (i_{\text{ф}} - r), \quad (14.4)$$

де $W_{\text{ф}}$ – витрата форсунової пари, що дорівнює 0,3–0,4 кг/кг;

$i_{\text{ф}}$ – ентальпія форсунової пари, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$;

r – теплота пароутворення, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$.

Фізична теплота 1 кг палива:

$$Q_{\text{фіз. т.}} = c_{\text{т}} (T_{\text{п}} - 273), \quad (14.5)$$

де $c_{\text{т}}$ – теплоємність палива, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$;

$T_{\text{п}}$ – температура палива.

Якщо попереднє підігрівання повітря й палива не проводять і пари для розпилення палива не використовують, то $Q_{\text{р}} = Q_{\text{н}}$.

Тема 15 Топкові пристрої

15.1 Загальні характеристики

Топка – один з основних елементів котельного агрегата. У ній відбувається процес горіння, під час якого хімічна енергія палива перетворюється на теплову енергію продуктів згорання, передану далі рідині й парі, що знаходиться в котлі.

Топкові пристрої поділяють на шарові й камерні.

Шарові топки призначені для спалювання твердого палива в шарі на колосникових ґратах. У камерних топках спалюється тверде паливо в підвішеному стані у формі пилу й

подрібнених частинок, а також рідке, розпилене за допомогою форсунок, і газоподібне. Камерні топки поділяють на факельні та вихрові.

На рисунку 15.1 зображені схеми шарового, факельного й вихрового способів спалювання палива. За шарового способу спалювання необхідне для горіння повітря потрапляє до шару палива через колосникові ґрати.

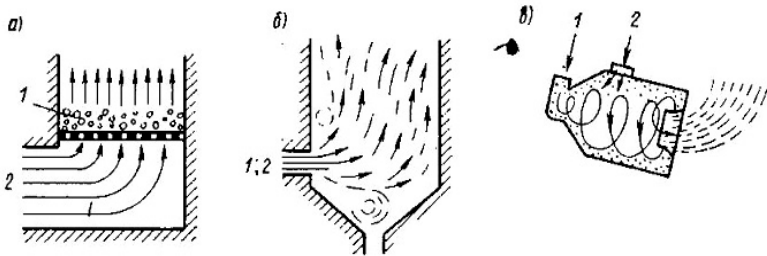


Рисунок 15.1 – Схеми способів спалювання
твердого палива:

а) шаровий; б) факельний; в) вихровий;
1 – паливо 2 – повітря

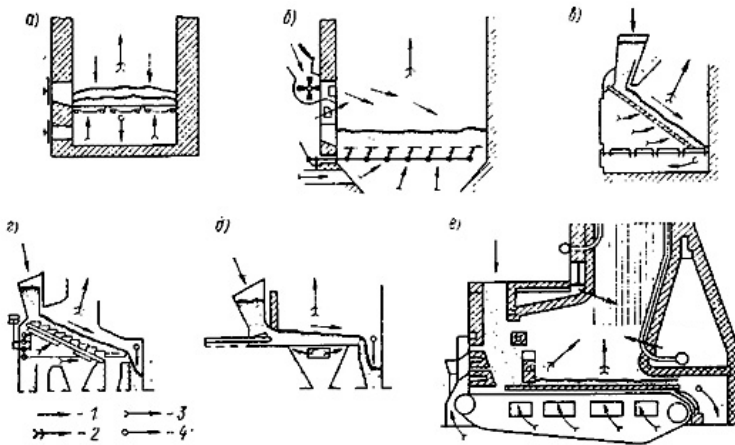
За факельного способу спалювання тверде паливо попередньо розмелюють у млинах і пил разом із повітрям (аеросуміш) потрапляє в топку. Час перебування газу й пилу в топці незначний – 1,5–2 с.

Вихровий спосіб спалювання базується на використанні закручених паливоповітряних потоків. Транспортування палива здійснює повітря. Паливні частинки циркулюють певними траєкторіями впродовж часу, необхідного для завершення їх згоряння. Під дією відцентрових сил частинки рухаються у формі ущільненого пристінного шару, інтенсивно перемішуючись із повітрям. Час перебування частинок у циклонічній камері вибирають достатнім для вигорання грубого

пилу (розмір часток – 200 мкм) або дробленого палива (розмір часток – до 5 мм).

Шарові топки. За способом механізації обслуговування (поданням палива, шіровою шару, видаленням зол і шлаку) шарові топки поділяють на ручні (немеханізовані), напівмеханічні й механічні. У напівмеханічних топках механізована частина операцій. У механічних топках механізовані всі операції.

Класифікація найбільш типових і поширених топкових пристроїв із шаровим спалюванням палива зображена на рисунку 15.2.



**Рисунок 15.2 – Схеми шарових топок:
1 – паливо; 2 – повітря; 3 – продукти згорання;
4 – вогнищеві залишки**

Залежно від способу організації процесу спалювання палива виділяють три групи шарових топок:

- 1) із нерухомими колосниковими ґратами й нерухожим шаром палива (рис. 15.2 а, б);
- 2) із нерухомими колосниковими ґратами та переміщенням палива ґратами (рис. 15.2 в, г, д);

3) із рухомими колосниковими ґратами й шаром палива, що рухається водночас із ними (рис. 15.2 е).

У зображену на рисунку 15.2 а топку паливо завантажують вручну та вручну видаляють вогнищеві залишки через зольник. Через значні витрати фізичної праці топки цього типу використовують лише для котлів малої паропродуктивності (до $0,5 \frac{\text{кг}}{\text{с}}$).

Рисунок 15.2 б ілюструє напівмеханічну топку з пневмомеханічним закидачем (ПМЗ) (рис. 15.3) і ручними рухомими колосниками (РПК).

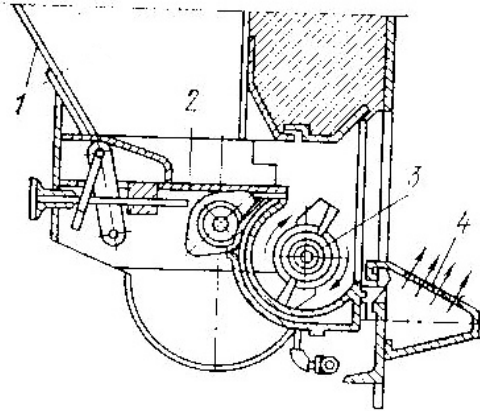


Рисунок 15.3 – Пневмомеханічний закидач палива:
1 – бункер; 2 – питель; 3 – роторний кидальник;
4 – соплова решітка

Паливо закидається живильником ПМЗ та рівномірно розподіляється по решітці. Видаляють вогнищеві залишки їх скиданням у зольний бункер під час повертання колосників біля своєї осі від ручного привода. У топці, зображеній на рисунку 15.2 в, завантаження здійснюється під впливом власної ваги палива. Топки з похилими ґратами (з кутом $40-50^\circ$, що відповідає куту природного укосу палива, що спалюється)

використовують зазвичай для спалювання деревних відходів і кускового торфу. Зворотно-поступальний рух колосників на похило-перештовхувальній решітці (рис. 15.2 г) дає можливість безперервно перемішувати шар палива. У таких топках можливе спалювання горючих сланців, бурого вугілля з великою зольністю й підвищеною вологістю та кам'яного вугілля зі значним умістом летких речовин.

Топки з шурувальною планкою (рис. 15.2 д) призначені для спалювання багатозольних бурого й неспікливого кам'яного вугілля. Шурувальну планку виготовляють у формі тригранної призми з литого чавуну або сталі. Кут нахилу передньої площини до горизонтальної площини становить 35° , а задній – 15° . Під час руху вперед (до задньої стінки топки) паливо підрізається задньою гранню й здійснюється шурування палаючого шару палива.

Камерні топки для спалювання твердого палива використовують у котельних агрегатах середньої ($10\text{--}42 \frac{\text{кг}}{\text{с}}$) і значної ($42 \frac{\text{кг}}{\text{с}}$) продуктивності.

Основні переваги камерних топок:

1) можливість економічного використання майже всіх сортів вугілля, зокрема й низькоякісних, що важко спалювати в шарі;

2) добре перемішування палива з повітрям, що дозволяє працювати з невеликим надлишком повітря ($a = 1,2\text{--}1,25$);

3) можливість підвищення одиничної потужності котельного агрегата;

4) відносна простота регулювання режиму функціонування, що дозволяє повністю автоматизувати топковий процес.

15.2 Спалювання палива

Спалювання твердого палива у факелі. Велике значення для функціонування пиловугільних топок має конструкція використовуваних пальників. Пальники повинні забезпечувати достатнє перемішування палива з повітрям, надійне запалювання аеросуміші, максимальне заповнення факелом топкової камери й легко піддаватися регулюванню продуктивності в заданих межах.

Спалювання мазуту й газів у топках. Рідке паливо, що спалюється в топках, попередньо розпорошується за допомогою форсунки – елемента пальника. Під пальником узагальнено розуміють агрегат, що містить, крім форсунки, повітроспрямовувальний апарат, запальний пристрій і механізм управління.

Якісне спалювання рідкого палива обумовлене тонкощами його розпилення. Для цього використовують форсунки, що забезпечують необхідний діапазон регулювання витрати палива та стійке запалювання суміші.

Залежно від способу розпилення палива форсунки поділяють на чотири класи: механічні, парові, повітряні (пневматичні) та комбіновані. На рисунку 15.4 зображені принципові схеми форсунок.

Форсунки з механічним розпиленням поділяють на прямоструминні, відцентрові й ротаційні. У прямоструминних форсунках (рис.15.4 а) дроблення струменя палива на дрібні краплі відбувається його продавлюванням під значним тиском (1–2 МПа) через сопло малого діаметра.

У відцентрових форсунках (рис. 15.4 б, в) паливо розпорошується під дією відцентрових сил, що виникають під час закручування паливного потоку.

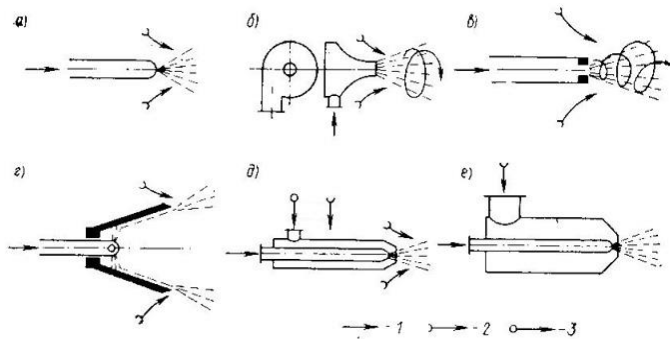


Рисунок 15.4 – Принципові схеми мазутних форсунок:
1– паливо; 2 – повітря; 3 – пара

Газові пальники бувають:

- 1) кінетичними – повного попереднього змішування (газ із повітрям змішується до виходу з пальника);
- 2) дифузійно-кінетичними – часткового попереднього змішування;
- 3) дифузійними – зовнішнього змішування.

За способом подання повітря пальники поділяють на інжекційні й дуттєві (примусового подання повітря).

На рисунку 15.5 зображені основні принципові схеми газових пальників.

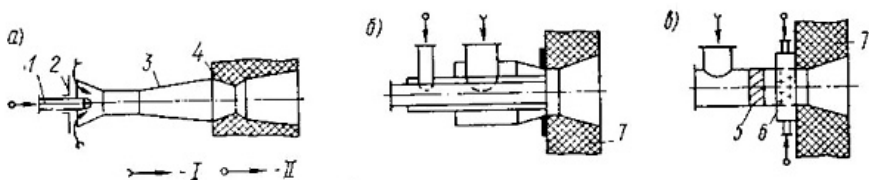


Рисунок 15.5 – Схеми пальників для стиснення газу:
1 – газове сопло; 2 – регулювальна заслінка;
3 – змішувач; 4 – керамічна насадка;
5 – лопатковий завихрювач; 6 – газовий колектор топки

15.3. Теплотехнічні показники функціонування топко

Найважливіша теплотехнічна характеристика топкових пристроїв, базуючись на якій вирішують питання їх конструювання й оцінюють інтенсивність функціонування, – теплова напруга обсягу топкового простору. Її виражають відношенням $\frac{Q}{V_T}$. Це кількість теплоти, виділеної під час спалювання певної кількості палива за одиницю часу B , що припадає на 1 куб. м об'єму топкового простору, тобто

$$q_1 = \frac{Q}{V_T} = \frac{Q_H^p B}{V_T}. \quad (15.1)$$

Одиниця вимірювання $q - \frac{Вт}{м^3}$.

Якщо значення q перевищуватиме певну числову величину, установлену практично, за час перебування в топці паливо не згорить повністю. Досвід експлуатування котельних агрегатів свідчить, що для різних видів палива, способів спалювання й конструкцій топко допустиме значення q_v змінюється в широких межах. Наприклад, для шарових топко із нерухомими ґратами $q_v = 290-350 \frac{кВт}{м^3}$; у шарових механізованих топках $q_x = 290-465 \frac{кВт}{м^3}$; для камерних топко під час спалювання вугільного пилу $q_v = 145-230 \frac{кВт}{м^3}$, а під час спалювання в них газу або мазуту $q_x = 230-460 \frac{кВт}{м^3}$.

У шарових топках, у яких частина палива згоряє в шарі, а інша частина – в топковому просторі, застосовують ще одну характеристику інтенсивності теплового функціонування топки – теплову напругу дзеркала горіння, що розраховують:

$$q_R = \frac{Q}{R} = \frac{Q_H^p}{R}. \quad (15.2)$$

Одиниця вимірювання $q_R - \frac{Вт}{м^2}; \frac{В - кг}{с}; \frac{Q_{pH} - Дж}{кг}$, а $R - м^3$.

Ця характеристика – кількість теплоти, виділена в результаті спалювання певної кількості палива за одиницю часу, що припадає на 1 м^2 площі поверхні дзеркала горіння. Установлено, що чим більше q_R , тим більша втрата теплоти від механічного непалу внаслідок віднесення за межі топки дрібних частинок палива, що не встигли згоріти. Значення теплової напруги дзеркала золи, конструкції топки й т. д. змінюються в широких межах – від 350 до $1\ 100 \frac{\text{кВ}}{\text{м}^2}$. Очевидно, що чим більші значення q_i і q_R для заданих розмірів топки та одного й того самого виду палива, тим інтенсивніше функціонує топка, тобто більше спалюється палива за одиницю часу та більше виробляється тепла. Проте форсувати топку можна лише до певної межі, тому що в іншому разі зростають втрати від хімічної й механічної неповнот згорання та знижується ККД.

Тема 16 Горіння палива

16.1 Фізичний процес горіння палива

Горіння палива – хімічна реакція з'єднання горючих елементів палива з окиснювачем за високої температури, що супроводжується інтенсивним виділенням теплоти. Як окиснювач використовують кисень повітря.

Процеси горіння поділяють на 2 групи:

1) гомогенне горіння – горіння газоподібних палив (характеризується системою «газ + газ»);

2) гетерогенне горіння – горіння твердого й рідкого палив (характеризується системою «тверде тіло + газ» або «рідина + газ»).

Процес горіння може відбуватися з різною швидкістю – від повільної до миттєвої. Повільне горіння – самозаймання твердого палива під час його зберігання на складах. Миттєве горіння – вибух. У теплоенергетичних установках практичне значення має така швидкість реакції, за якої горіння стійке, тобто з постійним поданням у зону горіння палива й

окиснювача. Водночас співвідношення концентрації палива та окиснювача повинне бути визначеним. Якщо співвідношення порушене (багата суміш, бідна суміш), швидкість реакції знижується й зменшується тепловиділення на одиницю об'єму.

Горіння – це переважно хімічний процес, тому що в результаті його протікання відбуваються якісні зміни складу реагуючих мас. Але водночас хімічна реакція горіння супроводжується різними фізичними явищами: перенесенням теплоти, дифузним перенесенням реагуючих мас та ін.

Час горіння палива – це сума часу протікання фізичних ($t_{\text{фіз}}$) і хімічних процесів ($t_{\text{хім}}$):

$$t_{\text{гор}} = t_{\text{фіз}} + t_{\text{хім}}. \quad (16.1)$$

Час протікання фізичних процесів – це сума часу, необхідного для змішування палива з окиснювачем ($t_{\text{см}}$), і часу, впродовж якого паливо (повітряна суміш) підігрівається до температури займання ($t_{\text{н}}$):

$$t_{\text{фіз}} = t_{\text{см}} + t_{\text{н}}. \quad (16.2)$$

Час горіння ($t_{\text{гор}}$) дорівнює швидкості найбільш повільного процесу.

Горіння газоподібного палива. Мінімальну температуру, за якої займається суміш, називають температурою займання. Значення цієї температури для різних газів неоднакове й залежить від теплофізичних властивостей горючих газів, умісту пального в суміші, умов запалювання та відведення теплоти в кожному конкретному пристрої й т. д.

Горючий газ у суміші з окиснювачем згорає у факелі. Розрізняють два методи спалювання газу у факелі – кінетичний і дифузійний. За кінетичного спалювання до початку горіння газ попередньо змішують з окислювачем. Газ та окиснювач подають спочатку в змішувальний пристрій пальника. Горіння суміші здійснюється поза межами змішувача. Під час нього швидкість горіння не повинна перевищувати швидкості хімічних реакцій горіння ($t_{\text{гор}} = t_{\text{хім}}$).

Дифузійне горіння відбувається впродовж змішування горючого газу з повітрям. Газ надходить у робочий об'єм окремо від повітря. Швидкість процесу обмежена швидкістю змішування газу з повітрям ($t_{\text{гор}} = t_{\text{фіз}}$).

Крім цього існує змішане (дифузійно-кінетичне) горіння. Під час нього газ попередньо змішують із певною кількістю повітря, потім отримана суміш надходить у робочий об'єм, у який окремо подається інша частина повітря.

У топках котельних агрегатів здебільшого застосовують кінетичний і змішаний способи спалювання палива.

Горіння твердого палива. Процес горіння передбачає такі стадії: 1) підсушування палива й нагрівання до температури початку виходу летких речовин; 2) займання летких речовин і їх вигорання; 3) нагрівання коксу до займання; 4) вигорання горючих речовин із коксу. Ці стадії іноді частково накладаються одна на одну.

Вихід летких речовин у різних палив починається за різних температур: у торфу – 550–660 К; у бурого вугілля – 690–710 К; худого вугілля й антрациту – 1 050–1 070 К.

Горіння рідкого палива. Основне рідке паливо, в теплоенергетиці та промисловій теплотехніці – мазут. В установках невеликої потужності також використовують суміш технічного гасу зі смолами.

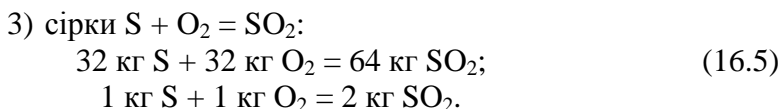
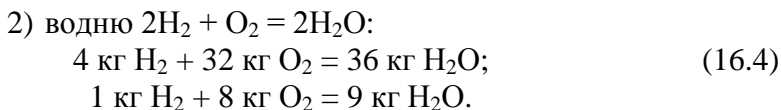
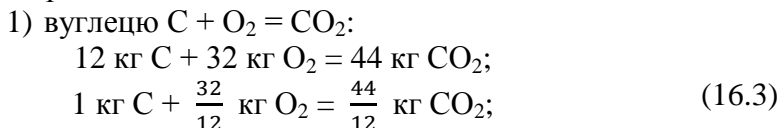
Найбільш часто застосовують метод спалювання в розпиленому стані. Він дає можливість значно прискорити згорання й одержати високі теплові напруги обсягів топкових камер у результаті збільшення площі поверхні контакту палива з окиснювачем.

Стадії горіння рідкого палива: 1) нагрівання й випаровування палива; 2) утворення горючої суміші; 3) займання горючої суміші від стороннього джерела (іскри, розпеченої спіралі та ін.); 4) власне горіння суміші.

16.2 Визначення теоретичної та дійсної витрат повітря на горіння палива

Горючі речовини палива взаємодіють із киснем повітря в певному кількісному співвідношенні. Витрата кисню й кількість продуктів згорання розраховують за стехіометричним рівнянням горіння, що записують для 1 кмоль кожної горючої складової.

Стехіометричні рівняння горіння горючих складових твердого й рідкого палива такі:



Для горіння 1 кг вуглецю, водню й сірки необхідно відповідно $\frac{8}{3}$, 8 і 1 кг кисню. Якщо паливо містить $\frac{C_p}{100 \text{ кг}}$ вуглецю, $\frac{H_p}{100 \text{ кг}}$ водню, $\frac{S_{лp}}{100 \text{ кг}}$ леткої сірки та $\frac{O_p}{100 \text{ кг}}$ кисню, для горіння 1 кг палива сумарна витрата кисню дорівнюватиме:

$$M_2^0 = \frac{\frac{8}{3}C^p + \frac{8}{H^p} + S_{л}^p - O^p}{100}. \qquad (16.6)$$

Оскільки масова частка кисню в повітрі дорівнює 0,232, масову кількість повітря визначаємо за формулою:

$$M^0 = \frac{\frac{8}{3}C^p + \frac{8}{H^p} + S_{л}^p - O^p}{100} \cdot \frac{100}{23,2};$$

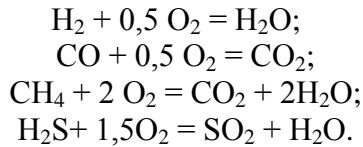
$$M^0 = 0,115 C^p + 0,345 H^p + 0,043(S_{л}^p - O^p). \qquad (16.7)$$

За нормальних умов густина повітря $\rho_0 = \frac{1,293}{\text{м}^3}$. Тоді об'єм повітря, необхідного для горіння 1кг палива, можна розрахувати за такою формулою:

$$V^0 = \frac{M^0}{C_0} = \frac{M^0}{\frac{1,293 \text{ м}^3}{\text{кг}}};$$

$$V^0 = 0,0889 (C^p + 0,3755 S_{л}^p) + 0,265 H^p - 0,033 O^p. \quad (16.8)$$

Для газоподібного палива витрату необхідного повітря V^0 визначають з об'ємних часток горючих компонентів газу з використанням стехіометричних реакцій:



Теоретичну кількість повітря $\left(\frac{M^3}{M^3}\right)$, необхідну для спалювання газу, визначають за формулою:

$$\begin{aligned} V^0 &= 0,0476 [0,5CO + 0,5H_2 + 2CH_4 + \\ &+ 1,5H_2S + \sum (m + \frac{n}{4}) C_mH_n - O_2]. \end{aligned} \quad (16.9)$$

Кількість повітря V^0 , розраховану за формулами (16.8) і (16.9), називають теоретично необхідною. Тобто V^0 – мінімальна кількість повітря, необхідна для забезпечення повного згорання 1 кг (1 м^3) палива за умови, що під час горіння використовується весь наявний у паливі й подій разом із повітрям кисень.

У реальних умовах через технічні труднощі відчувається місцевий недолік або надлишок окиснювача (повітря), унаслідок чого погіршується повне горіння палива. Тому подають більшу кількість повітря порівняно з його теоретичною V^0 . Відношення дійсної кількості повітря (V_d), що подається в топку, до теоретично необхідної називають коефіцієнтом надлишку повітря:

$$a = \frac{V_d}{V^0}. \quad (16.10)$$

16.3 Кількість продуктів згоряння палива

За повного згоряння палива продукти згоряння містять гази CO_2 , S_2O , N_2 , O_2 та пару води H_2O , тобто

$$\text{CO}_2 + \text{S}_2\text{O} + \text{N}_2 + \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O} = 100 \%$$

Повний обсяг продуктів згоряння V_{Γ} ($\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$) – це сума обсягів сухих газів $V_{\text{с.г.}}$ і водяної пари $V_{\text{H}_2\text{O}}$:

$$V_{\Gamma} = V_{\text{с.г.}} + V_{\text{H}_2\text{O}}, \quad (16.11)$$

де $V_{\text{с.г.}} = V_{\text{RO}_2} + V_{\text{N}_2} + V_{\text{O}_2}$;

$$V_{\text{RO}_2} = V_{\text{CO}_2} + V_{\text{SO}_2} - \text{обсяг трьохатомних газів, } \frac{\text{м}^3}{\text{кг}};$$

$$V_{\text{N}_2} + V_{\text{O}_2} - \text{обсяг двохатомних газів, } \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}.$$

Якщо $a_{\Gamma} = 1$,

1) для твердих (крім сланців) і рідких палив теоретичні обсяги ($\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$) продуктів повного згоряння визначають за формулами:

а) обсяг двохатомних газів:

$$V_{\text{N}_2}^0 = 0,79V^0 \cdot \frac{0,8N^0}{100}; \quad (16.12)$$

б) обсяг трьохатомних газів:

$$V_{\text{RO}_2} = 0,0187(C_p + 0,375S_p^p); \quad (16.13)$$

в) обсяг сухих газів:

$$V_{\text{с.г.}}^0 = V_{\text{RO}_2} + V_{\text{N}_2}^0 = 0,0187(C_p + 0,375S_p^p) + 0,0187(C_p + 0,375S_p^p); \quad (16.14)$$

г) обсяг водяної пари:

$$V_{\text{H}_2\text{O}}^0 = 0,0124(9H_p + W_p) + 0,0161V^0; \quad (16.15)$$

д) повний обсяг продуктів згоряння:

$$V_{\Gamma}^0 = \frac{V_{\text{с.г.}}^0 + V_{\text{H}_2\text{O}}^0}{100 + 0,124(9H^p + W^p) + 0,0161V^0}; \quad (16.16)$$

2) для сланців обсяг трьохатомних газів визначають за формулою:

$$V_{R_2OK} = V_{R_2O} + \frac{0,509 (CO_2)_K^p}{100} \cdot K = 0,0187(C^p + 0,3753 S^p) \cdot \frac{0,509 (CO_2)_K^p}{100} \cdot K, \quad (16.17)$$

де K – коефіцієнт розкладання карбонатів:

- за шарового спалювання $K = 0,7$;
- за камерного $K = 1$;

3) для газоподібного палива теоретичні обсяги продуктів згоряння ($\frac{M^3}{кг}$) визначають за формулами:

а) обсяг двохатомних газів:

$$V_{N_2}^o = 0,79 V^o + \frac{N_2}{100}; \quad (16.18)$$

б) обсяг трьохатомних газів:

$$V_{RO_2} = 0,01[CO_2 + CO + H_2S + \sum m C_m H_n]; \quad (16.19)$$

в) обсяг сухих газів:

$$V_{с.г.}^o = V_{RO_2} + V_{N_2}^o; \quad (16.20)$$

г) обсяг водяної пари:

$$V_{H_2O}^o = 0,01[H_2S + H_2 + \sum (\frac{n}{2}) C_m H_n + 0,124d_r + 0,0161V^o], \quad (16.21)$$

де d_r – вологовміст газоподібного палива в 1 м^3 сухого газу, $\frac{г}{\text{м}^3}$;

д) повний обсяг продуктів згоряння:

$$V_{г.}^o = V_{с.г.}^o + V_{H_2O}^o. \quad (16.22)$$

Якщо $\alpha_T = 1$,

1) для твердих (крім сланців), рідких і газоподібних палив обсяги продуктів повного згоряння ($\frac{MД}{кг}$) визначають за формулами:

а) обсяг сухих газів:

$$V_{с.г.} = V_{с.г.}^o + (\alpha_T - 1)V^o = V_{RO_2} + V_{N_2}^o + (\alpha_T - 1)V^o; \quad (16.23)$$

б) обсяг водяної пари:

$$V_{H_2O} = V_{H_2O}^o + 0,0161(\alpha_T - 1)V^o; \quad (16.24)$$

2) для сланців повний обсяг продуктів згоряння ($\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$):

$$V_{\text{г.к}} = V_{R_2OK} + V_{N_2} + V_{H_2} = V_{RO_2K} + V_{H_2}^0 + 0,0124(9H^p + W^p) + 0,01610\alpha_t V^0. \quad (16.25)$$

Уміст CO_2 , S_2O і RO_2 у сухих газах за повного згоряння палива визначають за формулами:

$$\text{CO}_2 = \frac{V_{\text{CO}_2}}{V_{\text{с. г.}}}; \quad (16.26)$$

$$\text{S}_2\text{O} = \frac{V_{\text{S}_2\text{O}}}{V_{\text{с. г.}}}; \quad (16.27)$$

$$\text{RO}_2 = \frac{V_{\text{RO}_2}}{V_{\text{с. г.}}}. \quad (16.28)$$

Максимальний уміст (%) трьохатомних газів RO_2^{max} у сухих газах за повного згоряння палива:

$$\text{RO}_2^{\text{max}} = \frac{21}{1 + \beta}, \quad (16.29)$$

де β – характеристика палива:

– для твердого й рідкого:

$$\beta = \frac{2.35(H^p - 0,126O^p + 0,04N^p)}{C^p + 0,375S^p}. \quad (16.30)$$

– для газоподібного:

$$\beta = \frac{0.21(0,01N_2 + 0,79V^0)}{V_{RO_2} - 0,79}. \quad (16.31)$$

Уміст (%) азоту N_2 і кисню в сухих газах за повного згоряння палива:

$$\text{N}_2 = 100 - \text{RO}_2 - \text{O}_2; \quad (16.32)$$

$$\text{O}_2 = 21 - \beta\text{RO}_2 - \text{RO}_2. \quad (16.33)$$

Маса продуктів згоряння:

а) для твердого (крім сланців) і рідкого палив ($\frac{\text{кг}}{\text{кг}}$):

$$M_{\text{г}} = 1 - 0,01A^p + 1,306 \alpha_{\text{т}} V^0; \quad (16.34)$$

б) для газоподібного палива ($\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$):

$$M_{\text{г}} = \rho_{\text{г. т.}}^{\text{с}} + 0,001d_{\text{г. т.}} + 1,306 \alpha_{\text{т}} V^0, \quad (16.35)$$

де $\rho_{\text{г. т.}}^{\text{с}}$ – щільність сухого газу, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;

$d_{г.т.}$ – уміст вологи в паливі, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;

в) для сланців ($\frac{\text{кг}}{\text{кг}}$):

$$M_{г.к.} = 1 - 0,01A_{к.}^p + 1,306 \alpha_t V^o + 0,01(CO_2)_{к.}^p K, \quad (16.36)$$

де $A_{к.}^p$ – розрахунковий уміст золи в паливі з урахуванням нерозкладених карбонатів, %;

K – коефіцієнт розкладання карбонатів: за шарового спалювання $K = 0,7$, за камерного $K = 1,0$.

Розрахунковий уміст (%) золи в паливі з урахуванням нерозкладених карбонатів:

$$A_{к.}^p = A^p + (1 - K) (CO_2)_{к.}^p. \quad (16.37)$$

Для твердих палив концентрацію золи в продуктах згоряння визначають за формулою:

$$\eta_{зл} = \frac{A^p a_{уn}}{100M_r}, \quad (16.38)$$

де $a_{уn}$ – частка золи палива, що є продуктами згоряння.

Коефіцієнт надлишку повітря в топці. За повного згоряння палива коефіцієнт надлишку повітря в топці визначають за формулою:

$$\alpha_t = \frac{21}{21 - 79 \frac{O_2}{N_2}}, \quad (16.39)$$

де O_2 і N_2 – уміст кисню й азоту в газах, (%).

Тема 17 Компресорні установки

17.1 Об'ємний компресор

Стиснене повітря виходить за допомогою різного типу компресорів. Компресори низького тиску називають вентиляторами й використовують для переміщення й подання повітря в калорифери сушильних установок, підігрівачі повітря, топки, а також для подолання опору руху газів, щоб забезпечити тягодуттьовий режим у різних установках.

За принципом пристрою та функціонування компресори поділяють на дві групи – об’ємні й лопаткові. Об’ємні компресори бувають поршневіми та ротаційними, а лопаткові – відцентровими й осьовими (аксіальними). Незважаючи на конструктивні відмінності, термодинамічні принципи їх функціонування аналогічні.

Об’ємний компресор – це компресор статичного стискання, що відбувається в ньому в результаті зменшення обсягу вкладеного газу.

Одноступеневий поршковий компресор. На рисунку 17.1 а зображена принципова схема одноступеневого поршневого компресора. Колінчастий вал компресора приводить в обертання електродвигун або поршковий двигун внутрішнього згоряння. Під час руху поршня від ВМТ до НМТ у циліндр з охолоджувальною сорочкою автоматично відкривається клапан А, з доквілля всмоктується газ. Нагнітальний клапан В закривається в резервуарі під дією тиску газів, більшого за атмосферний. Під час зворотного руху поршня від НМТ до ВМТ газ починає стискатися, його тиск збільшується, й усмоктувальний клапан закривається. Процес стискання продовжуватиметься, доки тиск у циліндрі не стане рівним, фактично трохи більшим за тиск у резервуарі. Тоді відкриється клапан В, забезпечуватиметься нагнітання стисненого газу в резервуар, доки поршень не прийде у ВМТ.

Розглянемо робочий процес у V_p -координатах для ідеального одноступеневого компресора (ідеального, тому що в ньому не враховують втрати на тертя, а виток газу й об’єм шкідливого простору (обсягу між кришкою циліндра та днищем поршня за його положення у ВМТ) приймають рівними нулю, тому на рисунку 17.1 б положення ВМТ збігається з віссю координат). Позначимо: V_h – робочий (корисний) обсяг циліндра; P_1 – тиск доквілля; P_2 – тиск газу в резервуарі; процеси: D–1 – усмоктування; 1–2 – стиснення; 2–C – нагнітання.

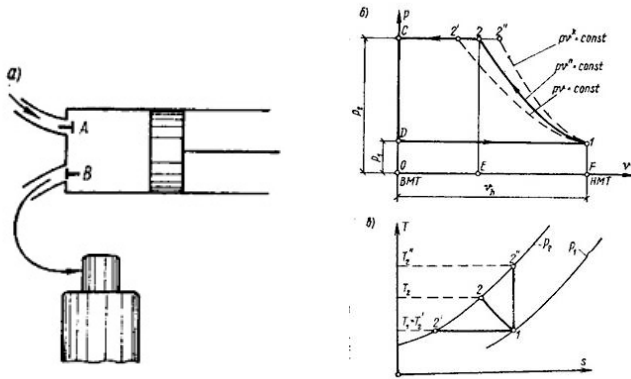


Рисунок 17.1 – Одноступеневий поршневий компресор:
а) схема функціонування;
б) теоретична індикаторна діаграма;
в) процес стиснення в Ts-діаграмі

Із початком нового ходу поршня знову відкривається всмоктувальний клапан, тиск у циліндрі падає від P_2 до P_1 теоретично миттєво, тобто по вертикалі $3-D$, і робочий процес повторюється, завершуючись, таким чином, за два послідовних ходи поршня. Отже, компресор – двотактна машина. Площа теоретичної індикаторної діаграми $D-1-2-C$, що графічно зображує круговий процес, вимірює роботу, витрачену компресором за один оборот його вала. Потрібно мати на увазі умовність назви кругового процесу (циклу) компресора: всмоктування й нагнітання не є термодинамічними процесами, тому що відбуваються зі зміною кількості газу. У цьому відмінність індикаторної діаграми від p - x -діаграми, що будують для постійної кількості робочого тіла. В індикаторній діаграмі $D-1-2-C$ стиснення газу $1-2$ – термодинамічний процес, тому що в ньому бере участь постійна кількість газу. Очевидно, що за одного й того самого кінцевого тиску P_2 кінцевий обсяг x_2 буде різним залежно від характеру кривої процесу стиснення $1-2$, а тому буде різною й робота, витрачена на привід компресора.

Як бачимо з рис. 17.1 б, найбільш вигідний процес стискання за витратою роботи ззовні для привода компресора – ізотермічний процес 1–2. У такому разі додержуються також ідеальні умови для збереження якості мастил (в'язкості, температури спалаху та ін.). Проте ізотермічне стиснення газу в компресорі неможливе, й крива стиснення зазвичай розміщена між ізотермою та адіабатою. Можна прийняти за політроп із показником $n = 1,2\text{--}1,25$. Чим інтенсивніше охолодження газу під час стискання (найчастіше водою, що проходить через оболонку компресора), тим більше політроп стиснення 1–2 відхилятиметься від адіабати 1–2" у сторону ізотерми 1–2'. Зі зменшенням теплообміну показник n збільшується. Також очевидно, що зі збільшенням n за одного й того самого відношення кінцева температура стисненого газу T_2 зростатиме за законом:

$$T_1^n P_1^{1-n} = T_2^n P_2^{1-n}$$

або

$$T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (17.1)$$

Наприклад, за $P_1 = 0,1$ МПа, $t_1 = 16^\circ\text{C}$ і кінцевої температури $t_2 = 160^\circ\text{C}$ під час адіабатного стиснення тиск повітря можна збільшитися в 4 рази, а за політропа ($n = 1,2$) у 10 разів. Тобто кінцева температура стиснення T_2 залежить від характеру процесу стиснення. Найбільш невідгідний процес – адіабатне стиснення.

Абсолютне значення роботи, що витрачається на стиснення 1 кг газу в одноступеневому ідеальному компресорі (A_0), можна розрахувати так:

$$A_0 = A_{\text{ст}} + A_{\text{нагн}} - A_{\text{всмок}} = \int P dv + P_2 v_2 - P_1 v_1. \quad (17.2)$$

За змістом роботи A_0 , $A_{\text{ст}}$, $A_{\text{нагн}}$ негативні, а робота процесу всмоктування $A_{\text{всмок}}$ – позитивна, тому що на неї енергія не витрачається (тертя немає), і опір повітря праворуч під

поршнем під час ходу всмоктування не враховують, тому що не беруть до уваги також позитивної роботи цього повітря під час стиснення й нагнітання.

Залежно від характеру процесу стиснення $\int P dv$ набуває значень:

1) для ізотермічного процесу:

$$A^T = P_1 v_1 \ln \frac{P_2}{P_1};$$

2) для адіабатного процесу:

$$A^{\text{ад}} = \frac{1}{(b-1)(P_1 v_1 - P_2 v_2)};$$

3) для політропного процесу:

$$A^{\text{пол}} = \frac{1}{(n-1)(P_1 v_1 - P_2 v_2)}.$$

Щоб не мати справи з негативними величинами під час підрахування роботи стиснення, їх множать на -1 :

$$A^T = P_1 v_1 \ln \frac{P_2}{P_1};$$

$$A^{\text{ад}} = \frac{1}{(\beta-1)(P_2 v_2 - P_1 v_1)};$$

$$A^{\text{пол}} = \frac{1}{(n-1)(P_1 v_1 - P_2 v_2)}.$$

Тоді теоретичну роботу компресора, що витрачається на стиснення 1 кг газу, виражають рівності:

– під час ізотермічного процесу:

$$A_0^T = P_1 v_1 \ln \frac{P_2}{P_1}; \quad (17.3)$$

– під час адіабатного процесу:

$$A_0^{\text{ад}} = \frac{\beta}{(\beta-1)P_1 v_1 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\beta-1}{\beta}} - 1}; \quad (17.4)$$

– під час політропного процесу:

$$A_0^{\text{пол}} = \frac{n}{(n-1)P_1 v_1 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1}. \quad (17.5)$$

Коли зменшується продуктивність компресора зі збільшенням тиску стисненого повітря й погіршуються умови змащення через підвищення температури T_2 , одноступеневий

компресор стає непридатним для отримання стисненого газу високого тиску. Зазвичай одноступеневі компресори використовують для отримання стисненого газу тиском, не вищим за 0,8–1 МПа. За необхідності мати стиснений газ більш високого тиску використовують багатоступеневі компресори.

Багатоступеневий поршневий компресор. У багатоступеневих компресорах газу стискаються послідовно в декількох циліндрах (до семи) з проміжним охолодженням після кожного циліндра в спеціальних холодильниках. Із таким принципом функціонування стиснення газу в кожному циліндрі можливе за допустимого температурного режиму, що забезпечує сприятливі умови мастила. У проміжних холодильниках після кожного циліндра газ охолоджують під постійним тиском, що дорівнює тиску кінцевого стиснення у відповідному ступені.

Розглянемо як приклад функціонування трьохступеневого поршневого компресора, схема якого зображена на рисунку 17.2, а робочий процес у p - v та p - T -координатах (для ідеального компресора) – на рисунку 17.3.

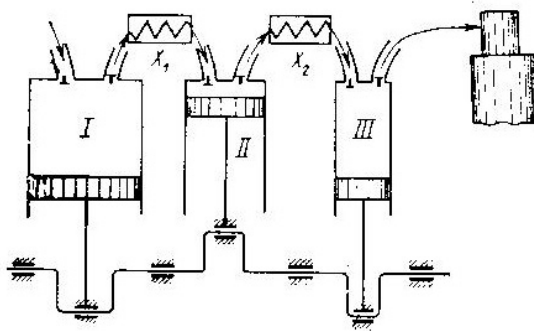
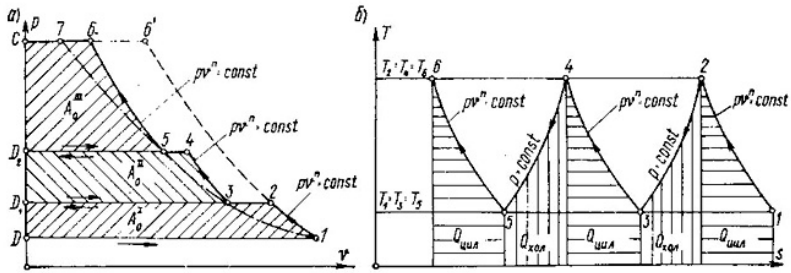


Рисунок 17.2 – Принципова схема трьохступеневого проміжного компресора:
I, II, III – ступені компресора;
 X_1, X_2 – проміжні холодильники



**Рисунок 17.3 – Теоретична індикаторна діаграма
трьохступеневого компресора (а)
та процес стиснення в Ts-діаграмі (б)**

Газ усмоктується в циліндр низького тиску (процес D–1 на рисунку 17.3), стискається по політропі 1–2 до тиску P_2 і нагнітається в проміжний холодильник x_1 , де під постійним тиском P_2 охолоджується в результаті віддавання теплоти воді, що омиває змійовик. Із проміжного холодильника стиснений газ під тим самим тиском P_2 усмоктується в другий щабель. Кінцевий обсяг усмоктування $V_3 < V_2$, тому що $P_2 = \text{Const}$, а $T_3 < T_2$. У другому рівні газ стискається по політропі до тиску P_4 (процес 3–4), нагнітається під цим тиском у другий проміжний холодильник x_2 і звідти надходить у третю сходинку, в якій і стискається до кінцевого заданого тиску P_6 (процес 5–6) та нагнітається в резервуар.

Функціонування багатоступеневого компресора прагнуть організувати так, щоб забезпечувалися такі три умови:

1) повне охолодження газу в усіх холодильниках, тобто температуру газу доводять до початкової температури T_1 , яку він мав під час входження в перший ступінь ($T_1 = T_3 = T_5$);

2) однакова кінцева температура стиснення газу в усіх щаблях, що забезпечує надійні умови мастила в циліндрах ($T_2 = T_4 = T_6$);

3) однакові показники політропи стиснення в усіх циліндрах, тобто $n^I = n^{II} = n^{III} = n$.

Якщо додержані ці умови, перепади тисків (відношення кінцевого тиску до початкового) в усіх щаблях однакові, тобто $\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_4}{P_3} = \frac{P_6}{P_5}$.

Для визначення загальної роботи, що витрачається на привід багатоступеневого компресора, необхідно підсумувати роботи, витрачені на стиснення газу на кожному рівні. Неважко показати: якщо виконані три зазначені умови, A^I_0 , A^{II}_0 , A^{III}_0 будуть однаковими.

Відповідно до формули (17.5)

$$A'_0 = \frac{n}{n-1} P_1 v_1 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 = RT_1 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1; \quad (17.6)$$

$$A''_0 = \frac{n}{n-1} P_3 v_3 \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 = RT_3 \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1; \quad (17.7)$$

$$A'''_0 = \frac{n}{n-1} P_5 v_5 \left(\frac{P_6}{P_5}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 = RT_5 \left(\frac{P_6}{P_5}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1. \quad (17.8)$$

Оскільки праві частини рівнянь рівні, $A^I_0 = A^{II}_0 = A^{III}_0$. Тоді теоретичну роботу m ступеневого компресора, що витрачається на стиснення 1 кг газу, визначають добутком $m \cdot A_0$.

Теоретичну потужність N_0 (Вт), що витрачається на привід компресора, можна визначити з рівності:

$$N_0 = M \cdot m \cdot A_0, \quad (17.9)$$

де M – продуктивність компресора, $\frac{\text{кг}}{\text{с}}$;

A_0 – теоретична робота на стиснення 1 кг газу в одному щаблі, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$;

m – кількість ступенів компресора.

Для визначення дійсної (ефективної) потужності N_e , необхідної для привода компресора, потрібно знати втрати

роботи на подолання опорів клапанів і трубопроводів та тертя в дотичних частинах компресора, що розраховують механічним ККД:

$$N_e = \frac{N_0}{\varepsilon_M} = M \cdot m \cdot \frac{A_0}{\varepsilon_M}. \quad (17.10)$$

Для поршневого компресора $\varepsilon_M = 0,8-0,9$.

17.2 Лопатковий компресор

На відміну від об'ємного лопатковий компресор – це компресор динамічного стиснення. Вони бувають двох видів – відцентрові й осьові (аксіальні).

Відцентровий багатоступеневий компресор (нагнітач) призначений для подання газів тиском до 0,8–1 МПа. Принцип його функціонування (рис. 17.4) пояснений нижче.

Робоче колесо (1) із радіально спрямованими каналами закріплене на валу (2) та обертається за допомогою двигуна в корпусі (3). Повітря або газ, що надходить у канали робочого колеса, відкидається відцентровою силою до периферії й потрапляє в лопатковий апарат (4), лопатки якого утворюють розширювальні канали. У цих каналах у результаті зменшення швидкості повітря (газу) підвищується його тиск. Далі стиснене повітря через напірний патрубок (5) надходить у нагнітальний трубопровід. За описаним принципом функціонують і відцентрові вентилятори, що створюють надлишковий тиск до 12 кПа.

Зазвичай у відцентрових нагнітачах вихідний перетин підбирають так, щоб швидкості газу на вході w_1 і виході w_2 були однаковими. У цьому разі теоретичну роботу, що витрачається на стиснення 1 кг газу в ідеальному відцентровому компресорі, тобто такому, в якому немає теплообміну з довкіллям (втрати тепла через стінки дорівнюють нулю), можна визначити за рівнянням (17.4).

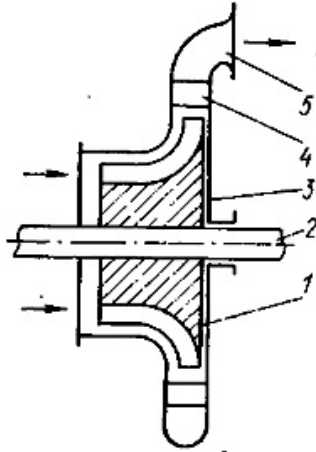


Рисунок 17.4 – Принципова схема відцентрового компресора:
1 – робоче колесо; 2 – вал; 3 – корпус;
4 – лопатковий апарат; 5 – патрубок

На практиці необхідно витратити більшу роботу, ніж під час адіабатного стиснення. Температура газів на виході з нагнітача завжди буде більшою, ніж під час адіабатного процесу внаслідок переходу роботи тертя в теплоту, що підвищує кінцеву температуру повітря.

Показник політропи стиснення ($n = 1,5-1,55$) у цьому разі більший за показник адіабати. Для відцентрових нагнітачів $\eta^{ад}_к = 0,7-0,8$.

Осьовий компресор (рис. 17.5 а) призначений для подання стисненого газу тиском до 0,4–0,5 МПа. Його ККД вищий, ніж у відцентрового нагнітача й може сягати 85–90 %. Водночас осьові компресори мають значну продуктивність, малі радіальні розміри й масу. Ці переваги осьових компресорів зумовили їх широке використання в газотурбінних установках, зокрема повітряно-реактивних двигунах.

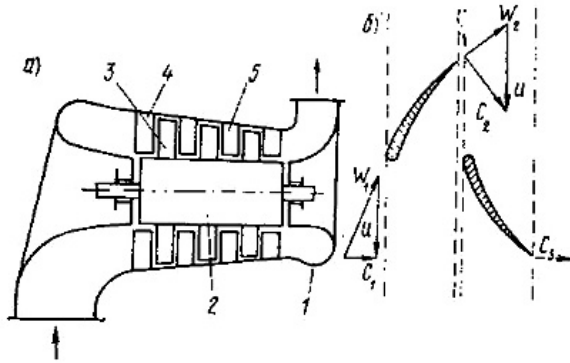


Рисунок 17.5 – Схема осевого компресора (а) та профіль робочих і випрямних лопаток (б):
1 – корпус; 2 – ротор; 3 – робочі лопатки;
4 – вхідний спрямовувальний вінець лопаток;
5 – випрямні лопатки; α – колова швидкість;
 w_1, w_2 – відносні швидкості на стику міжлопаткових каналів
робочих лопаток та випрямного апарата;
 c_1, c_2, c_3 – абсолютні швидкості на вході
в міжлопаткові канали робочих лопаток
випрямного апарата й на виході з нього

Осьовий компресор містить корпус (1), усередині якого обертається ротор (2). На ньому закріплені кілька рядів робочих лопаток (3). Перед першим рядом робочих лопаток на корпусі знаходяться нерухомі лопатки спрямовувального апарата (4), а після кожного ряду робочих лопаток – нерухомі лопатки випрямного апарата (5).

Кожен ряд робочих лопаток із наступним за ним у випрямному апараті становлять один щабель підвищення тиску. Кількість ступенів може бути до 15–20. Профіль робочих і випрямних лопаток вибирають так, що під час проходження через міжлопаткові канали робочих лопаток повітря одержує від ротора механічну енергію й швидкість його зростає, а під час

проходження через випрямний апарат швидкість повітря зменшується, унаслідок чого зростає його тиск. Це ілюструють трикутники швидкостей на рисунку 17.5 б.

Оскільки повітря (газ) у таких компресорах проходить уздовж їх осі, вони одержали назву осьових компресорів.

Недолік осьових компресорів – складність їх конструкцій, обумовлена необхідністю ретельного виконання профілів лопаток робочих коліс і спрямовувальних апаратів.

Тема 18 Питання екології під час використання теплоти

18.1 Токсичні гази продуктів згоряння

Відпрацьовані гази, розрахунки яких містить п/п 16.3 теми 16, істотно впливають на енергетичні й екологічні показники різних теплотехнічних установок.

Проте, крім цих продуктів, під час згоряння утворюються багато інших речовин, що через їх малу кількість не враховують в енергетичних розрахунках, але згідно з ними визначають екологічні показники топків, печей, теплових двигунів та інших пристроїв сучасної теплотехніки.

Передусім до екологічно шкідливих продуктів згоряння належать так звані токсичні гази.

Токсичними називають речовини, що негативно впливають на організм людини й довкілля. Основні токсичні речовини: оксиди азоту (NO_x), оксид вуглецю (CO), різні вуглеводні (CH), сажа та сполуки, що містять свинець і сірку.

Оксиди азоту. Під час згоряння палива переважно утворюється оксид азоту NO , що потім в атмосфері окиснюється до NO_2 .

Кількість NO збільшується зі зростанням температури газів і концентрації кисню й не залежить від вуглеводневого складу палива.

NO_2 в атмосфері – газ червонувато-бурого кольору, що має в значній концентрації задушливий запах, негативно впливає на слизові оболонки очей.

Оксид вуглецю (CO) утворюється внаслідок згоряння за нестачі кисню або дисоціації CO_2 . Оксид вуглецю обумовлює склад суміші: чим вона багатша, тим вища концентрація CO.

Оксид вуглецю – безбарвний і не має запаху. Під час вдихання разом із повітрям він інтенсивно з'єднується з гемоглобіном крові, що зменшує її здатність до постачання організму кисню. Симптоми отруєння газом CO: головний біль, підвищене серцебиття, утруднення дихання й нудота.

Вуглеводні (CH) складаються з вихідних молекул палива, що не брали участі в згорянні. Вуглеводні утворюються у відпрацьованих газах (ВГ) двигунів внутрішнього згоряння внаслідок гасіння полум'я поблизу холодних стінок камери згоряння, у «затиснених» обсягах витискувача й зазора між поршнем і циліндром над верхнім компресійним кільцем.

У дизелях вуглеводні утворюються в Perezбагачених зонах суміші, в яких відбувається піроліз молекул палива. Якщо в процесі розширення в ці зони не надійде достатньої кількості кисню, CH увійде до складу ВГ.

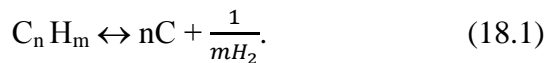
Кількість різних індивідуальних вуглеводнів, що належать до цієї групи токсичних речовин, перевищує 200. У тих концентраціях, у яких CH наявний у повітрі, наприклад зонах з інтенсивним рухом автотранспорту, вони не шкодять здоров'ю людини, проте можуть спричиняти реакції, внаслідок яких утворюються сполуки, небезпечні навіть у незначній концентрації.

Так, вуглеводні внаслідок дії сонячних променів можуть взаємодіяти з NO_x , утворюючи біологічно активні речовини, що подразнюють органи дихальних шляхів і призводять до появи смогу.

Особливо шкідливі викиди бензолу, толуолу, поліциклічних ароматичних вуглеводнів (ПАВ) і передусім бензопірену (C₂₀H₁₂). Ця група високотоксичних речовин утворюється внаслідок піролізу легких та середніх фракцій палива за температури 600–700 К. Такі умови виникають поблизу холодних поверхонь циліндра за наявності там незгорілих вуглеводнів. Кількість ПАВ у ВГ тим більша, чим вища концентрація в паливі бензолу. ПАВ належить до канцерогенних речовин, що не виводяться з організму людини, а з часом накопичуються в ньому, сприяючи утворенню злоякісних пухлин.

Сажа – твердий продукт, що складається переважно з вуглецю. Крім вуглецю, сажа містить 1–3 % (залежно від маси) водню.

Сажа утворюється за температури, вищої за 1 500 К, внаслідок об'ємного процесу термічного розкладання (піролізу) за значної нестачі кисню. Формально реакцію піролізу описує рівняння:



Утворення сажі починається за температури, меншої за 0,3–0,7 К, і залежить від температури й тиску газів, а також від виду палива. За ступенем збільшення схильності до утворення сажі вуглеводні розміщені так: парафіни, олефіни, ароматики.

Наявність сажі у ВГ дизелів обумовлює чорний дим на випуску.

Сажа – механічний забруднювач носоглотки й легень. Істотна небезпека пов'язана з властивістю сажі накопичувати на поверхні своїх часток канцерогенні речовини та бути їх переносником. Це не єдина тверда речовина, яку містять ВГ. Інші утворюються за наявності в дизельному паливі сірки, а також у формі аерозолів масла й незгорілого палива. Усі речовини, що осідають на спеціальному фільтрі під час

проходження через нього ВГ, одержали загальну назву – частинки.

Уміст у ВГ продуктів неповного згоряння (СО, СН і сажі) небажаний не лише через їх токсичність, а й тому, що за неповного згоряння палива недовиділяється частина тепла, а це обумовлює погіршення економічних показників теплових установок.

Свинець і сірка. Приблизно 50–70 % свинцю з бензину потрапляють разом із ВГ в атмосферу у формі свинцевих солей, тобто частинок діаметром, меншим ніж 1 мкм. Ці частинки проникають в організм людини з повітрям і через шкіру. Сполуки свинцю дуже отруйні й не виводяться з організму, накопичуючись у ньому. Вони негативно впливають на центральну нервову систему, спричиняючи нервові та психічні розлади.

Сірка з дизельного палива, мазуту й кам'яного вугілля викидається в атмосферу після згоряння цих палив у формі діоксиду SO₂, дуже шкідливого для рослин, що призводить до «кислотності» дощів.

Наявність у ВГ сполук свинцю й сірки внаслідок використання каталітичних нейтралізаторів, призначених для зниження токсичності ВГ.

Певні токсичні речовини після потрапляння в атмосферу в складі продуктів згоряння зазнають подальших перетворень. Наприклад, за наявності в атмосфері вуглеводнів (або їх радикалів), оксидів азоту й вуглецю за інтенсивного ультрафіолетового випромінювання сонця утворюється озон (О₃) – найсильніший окиснювач, що спричиняє у відповідній концентрації погіршення самопочуття людей.

За значного вмісту в малорухомій і вологій атмосфері NO₂, О₃ і СН виникає туман коричневого кольору – смог (від англійських слів smoke – дим і fog – туман). Смог – суміш рідких газоподібних компонентів, він подразнює очі й слизові оболонки, погіршує видимість на дорогах.

Основні джерела викиду токсичних продуктів згоряння – автомобілі, промисловість, теплові та електричні станції. У певних містах уміст в атмосфері токсичних продуктів згоряння перевищує гранично допустиму концентрацію в кілька десятків разів.

Для боротьби із забрудненням довкілля в більшості країн світу ухвалені відповідні закони, що обмежують допустимий уміст токсичних речовин у продуктах згоряння, що викидаються в атмосферу.

18.2 Вплив токсичних газів

Для оцінювання концентрацій токсичних викидів прийнято порівнювати їх фактичні концентрації з гранично допустимими (максимальними разовими, середньодобовими або середньорічними).

На основі численних епідеміологічних і токсикологічних досліджень установили, що вплив кожного зі шкідливих компонентів може призвести до певних негативних наслідків.

Оксид вуглецю CO (час перебування в атмосфері – 2–42 місяці) впливає на нервову систему, спричиняє непритомність, тому що в реакції з гемоглобіном крові заміщає кисень. Залежно від концентрації CO в повітрі й часу впливу ступінь ураження організму може мати відчутні відмінності.

Коли вдих припиняється, CO, зв'язаний гемоглобіном, поступово виділяється. Кров здорової людини очищається від нього на 50 % кожні 3–4 год.

Вплив CO на центральну нервову систему проявляється в зміні колірної та світлової чутливостей очей – зростає ймовірність аварій. Максимально-разова ГДК цієї речовини в населених пунктах становить $3 \frac{\text{мг}}{\text{м}^3}$, у США – $10 \frac{\text{мг}}{\text{м}^3}$ за 8 год впливу.

Для атмосфери над автомагістралями й прилеглими територіями з оксидів азоту типові здебільшого NO і NO₂. NO –

нестійкий компонент, що впродовж від 0,5–3 до 100 год (залежно від концентрації в повітрі) окиснюється до NO_2 . Токсичність NO_2 в 7 разів вища за токсичність NO .

На організм людини NO_2 діє як гострий подразник концентрацією 15 мг/м^3 і може спричиняти набряк легенів концентрацією $200\text{--}300 \text{ мг/м}^3$. Реагуючи з атмосферою вологою, оксиди азоту утворюють азотну кислоту, що призводить до корозії металів, знищення рослинності й т. д.

Найбільш небезпечні оксиди азоту як активний компонент під час утворення фотохімічного смогу. Максимально-разова концентрація оксидів азоту в атмосфері населених пунктів – $0,085 \text{ мг/м}^3$.

Газоподібні низькомолекулярні вуглеводні мають наркотичну дію на організм людини, спричиняючи стан ейфорії, що збільшує ймовірність ДТП. Їх токсичність зростає за наявності в повітрі інших забруднень, що в сукупності під впливом сонячної радіації утворюють фотохімічні оксиданти смогу. Максимально-разова ГДК становить 5 мг/м^3 .

Поліциклічні ароматичні вуглеводні у викидах двигунів канцерогенні. Найбільшою активністю з них володіє бензопірен ($\text{C}_{20}\text{H}_{12}$), який містять відпрацьовані гази дизелів. ГДК – $0,1 \text{ мкг/100 м}^3$ повітря.

Сажа відпрацьованих газів більш токсична, ніж звичайний пил. На поверхні частинок сажі адсорбуються канцерогенні речовини. Видимим автомобільний вихлоп стає за концентрації сажі 130 мг/м^3 .

Розміри частинок становлять $0,19\text{--}0,54 \text{ мкм}$ у діаметрі й можуть досягати альвеол легенів або відкладатися в носових пазухах, трахеях чи бронхах.

Оксиди сірки в малих концентраціях ($0,001 \%$) подразнюють дихальні шляхи, концентрацією $0,01 \%$ отруюють організм за кілька хвилин. Наявність в атмосфері сірчистих газів перешкоджає фотосинтезу рослин, несприятливо впливає на дихальні шляхи людини. За концентрації SO_2 в повітрі, більшої ніж $0,9 \text{ мг/м}^3$, порушується фотосинтез рослин; через $5\text{--}10$ днів

хвоя сосни, ялини рижіє й передчасно обпадає. Установили, що суміш SO_2 і CO за тривалого впливу руйнує генетичні функції організму. ГДК у робочій зоні – 10 мг/м^3 .

Сполуки свинцю призводять до виникнення головного болю, втоми, порушення сну, ферментативної активності білків живих організмів. Середньодобова ГДК становить $0,0003 \text{ мг/м}^3$. Свинець накопичується в організмі й може спричинити важкі розлади нервової та кровоносної системи.

Автомобільні викиди негативно впливають на людину через питну воду й продукти харчування. Транспортний шум та електромагнітні випромінювання також призводять до погіршення здоров'я.

18.3 Наслідки парникового ефекту

Один з основних продуктів згоряння вуглеводневих палив – діоксид вуглецю (CO_2), що не належить до токсичних газів. Річна емісія CO_2 становить 130–1100 млрд т/рік. Основну кількість CO_2 продукують природні джерела, й лише приблизно 1–3 % пов'язані з технічною діяльністю людини (антропогенними викидами). Проте ці 1–3 % можуть порушувати рівновагу в атмосфері й спричинити так званий «парниковий» ефект.

У верхніх шарах атмосфери завжди перебуває суміш газів, що на 60–90 % складається з водяної пари. Вона перешкоджає відведенню теплоти від поверхні нашої планети, підвищуючи її середню температуру на 33°C (від -18 до $+15^\circ\text{C}$). У збільшенні середньої температури на поверхні землі й полягає «парниковий» ефект, що зумовив сприятливі умови для виникнення та розвитку життя на Землі. Проте в результаті діяльності людини в стратосфері й тропосфері почали накопичуватися такі речовини як CO_2 , CH_4 , галогеновані вуглеводні, озон і геміоксид азоту (NO_2). Сумарна частка цих газів у «парниковому» шарі невелика – усього 0,5–15 %, але вони спричинили за останні 100 років підвищення середньої температури приблизно на $0,45^\circ\text{C}$, тобто потепління клімату. За

подальшого неконтрольованого посилення «парникового» ефекту може статися інтенсивне танення льодовиків, що призведе до глобальної катастрофи.

З усіх антропогенних парникових газів вирішальне значення для посилення «парникового» ефекту має CO_2 . Основні джерела антропогенних викидів CO_2 : теплові й електричні станції – 27 %, промисловість – 20 %, опалення житлових приміщень і мала енергетика – 20 %, транспорт – 17 %.

Збільшення антропогенних викидів CO_2 – гостра екологічна проблема. Водночас відомо, що чим більше CO_2 утворюється під час згоряння вуглеводневих палив, тим воно досконаліше. Тому зменшити антропогенні викиди CO_2 можна:

- зменшенням кількості спалюваного вуглеводневого палива, тобто підвищенням паливної економічності теплоенергетичних пристроїв і теплових двигунів;
- використанням палив із малим умістом вуглецю (стисненого та скрапленого газів, спирту й ефірів);
- використанням водню;
- популяризуванням альтернативних джерел енергії (енергій сонця та вітру, гідроенергії, атомної і ядерної енергії).

Список літератури

1. Лариков Н. Н. Теплотехника : учебник для вузов / Н. Н. Лариков. – 3-е изд., перераб. и доп. – Москва : Стройиздат, 1985. – 432 с.
2. Нащокин В. В. Техническая термодинамика и теплопередача / В. В. Нащокин. – Москва : Высшая школа, 1969. – 560 с.
3. Теплотехника : учебник для вузов / В. Н. Луканин, М. Г. Шатров, Г. М. Камфер и др. – Москва : Высшая школа, 1999. – 671 с.
4. Кудинов В. А. Техническая термодинамика / В. А. Кудинов, Э. М. Карташов. – Москва : Высшая школа, 2000. – 261 с.
5. Тихомиров К. В. Теплотехника, теплоснабжение и вентиляция / К. В. Тихомиров. – Москва : Стройиздат, 1981. – 248 с.
6. Кириллин В. А. Техническая термодинамика / В. А. Кириллин, В. В. Сычев, А. Е. Шейндлин. – Москва : Энергоиздат, 1983. – 416 с.
7. Исаченко В. М. Теплопередача / В. М. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сухомел. – Москва : Энергоиздат, 1981. – 616 с.
8. Михеев М. А. Основы теплопередачи / А. М. Михеев. – Москва : Энергия, 1977. – 344 с.
9. Теплоснабжение / под ред. А. А. Ионина. – Москва : Стройиздат, 1982. – 336 с.
10. Теплотехника / М. М. Хазен, Г. А. Матвеев и др. – Москва : Высшая школа, 1981. – 480 с.
11. Панкратов Г. П. Сборник задач по теплотехнике / Г. П. Панкратов. – Москва : Высшая школа, 1986. – 248 с.
12. Сборник задач по технической термодинамике и теплопередаче / Е. В. Дрыжаков, С. И. Исаев и др. – Москва : Высшая школа, 1968. – 372 с.

13. Сборник задач по технической термодинамике / Т. А. Андрианов, Б. В. Дзампов и др. – Москва : Энергоиздат, 1971. – 240 с.
14. Краснощеков Е. А. Задачник по теплопередаче / Е. А. Краснощеков, А. С. Сухомел. – Москва : Энергия, 1975. – 288 с.
15. Балахонцев Е. В. Теплотехника : методические указания и контрольные задания для студентов-заочников инженерно-технических специальностей высших учебных заведений / Е. В. Балахонцев, А. А. Верес. – Москва : Высшая школа, 1985. – 64 с.

Навчальне видання

Закусило Роман Васильович

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ТЕПЛОТЕХНІКИ

Конспект лекцій

для студентів спеціальності

161 «*Хімічні технології та інженерія*»

денної та заочної форм навчання

Відповідальний за випуск Р. В. Закусило

Редактор О. В. Федяй

Комп'ютерне верстання Р. В. Закусила

Підписано до друку 18.04.2019, поз. 55.

Формат 60×84/16. Ум.-друк. арк. 8,37. Обл.-вид. арк. 7,83. Тираж 5 пр. Зам. №

Видавець і виготовлювач

Сумський державний університет,

вул. Римського-Корсакова, 2, м. Суми, 40007

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3062 від 17.12.2007.